



# Influence des corrélations entre les nucléons sur les réactions de cassure nucléaire : aspects théorique et expérimentaux

Marlene Assié

## ► To cite this version:

Marlene Assié. Influence des corrélations entre les nucléons sur les réactions de cassure nucléaire : aspects théorique et expérimentaux. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00359266

**HAL Id: tel-00359266**

**<https://theses.hal.science/tel-00359266>**

Submitted on 6 Feb 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI

Spécialité

Physique nucléaire

présentée par

Marlène ASSIE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Sujet de la thèse :

Influence des corrélations entre les nucléons  
sur les réactions de cassure nucléaire :  
aspects théoriques et expérimentaux

Soutenue le 16 septembre 2008, devant le jury composé de :

M. DESESQUELLES Pierre	Président du jury
M. LACROIX Denis	Co-directeur
M. NAVIN Alahari	Examineur
Mme NUNES Filomena	Rapporteur
M. ORR Nigel	Rapporteur
M. SCARPACI Jean-Antoine	Directeur de thèse



# Remerciements

Je voudrais consacrer les premières lignes de ce manuscrit aux personnes qui ont contribué à ce projet.

Il y a trois ans déjà, ma recherche d'un sujet de thèse m'a conduite dans ton bureau, Jean-Antoine. J'ignorais alors qu'il allait aussi devenir le mien ! Etudier les corrélations entre les nucléons dans les noyaux à la fois d'un point de vue théorique et expérimental m'a tout de suite intriguée, attirée puis passionnée. Je te remercie de m'avoir proposé une approche originale à travers le Towing Mode, qui te tient tant à coeur, et de m'avoir laissée y mettre mon empreinte personnelle. Ce sujet a été une source intarissable de questionnements et de discussions stimulantes, toujours ponctuées par tes intuitions physiques et tes schémas si éclairants. Mais surtout je voudrais te remercier d'avoir eu le sourire tous les matins, de m'avoir encouragée et soutenue sans relâche.

D'autre part, ce sujet à double thématique m'a conduite à avoir un deuxième directeur de thèse, à part entière, pour la partie théorique de ce travail. Denis, j'ai énormément appris à ton contact : ton esprit logique et clair, les longues "pauses" où l'on discutait de ton travail, ton organisation, tes nombreuses idées pour résoudre tous ces obstacles qui venaient incessamment entraver notre travail m'ont permis de comprendre tellement de choses... Je dois aussi te remercier pour le tour des laboratoires que j'ai pu réaliser pendant ma thèse : du LPC au GANIL en passant par MSU bien sûr ! Je crois que ce travail sur TDDM<sup>P</sup> n'aurait pas abouti sans ta perspicacité, ton soutien au jour le jour et tes conseils avisés.

Cette direction en tandem de ma thèse a été très complémentaire et très enrichissante pour moi.

Je voudrais maintenant remercier Pierre d'avoir présidé le jury de ma thèse, Nigel et Filomena d'avoir été rapporteurs de cette thèse et Navin d'avoir pris place dans ce jury. Je leur suis très reconnaissant de l'attention qu'ils ont portée à ce manuscrit. Leurs remarques et leurs critiques constructives ont fait avancer ce travail et m'ont même donné des pistes pour la suite... Lors de cette soutenance, le service informatique et en particulier Alexandre Liège, ont permis la présence virtuelle de Filomena par vidéo-conférence. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour l'installation de ce matériel qui a fonctionné à merveille.



Merci aussi à François qui a piloté la caméra comme un chef!

Pendant ces trois années, Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier m'ont accueillie au sein de la division de recherche de l'Institut de Physique Nucléaire. Toutes les conditions ont été réunies pour favoriser ce travail de thèse. Je tiens à remercier le personnel de la bibliothèque toujours très accueillant et attentif, le personnel de la reprographie qui a eu la patience de relier mes nombreuses photocopies, le personnel du magasin qui nous accueille toujours très bien, le service informatique pour l'installation et la réinstallation de mes ordinateurs ainsi que Martine Lerin et Annie Fahy pour les nombreuses missions qu'ont suscité mes aller-retours incessants à Caen et qu'elles ont traitées avec beaucoup de gentillesse.

Le groupe NESTeR au grand complet m'a accueillie très chaleureusement. En premier, je voudrais remercier Nimet pour m'avoir enseigné avec tant de passion la physique nucléaire en Maîtrise. Ta gentillesse, ton implication et ton intérêt pour chacun de tes étudiants m'a beaucoup touchée. Je pense que ce n'est pas un hasard si j'ai choisi cette thèse dans le groupe NESTeR. Je voudrais particulièrement remercier Didier et Yorick pour avoir suivi de très près le dépouillement de cette expérience, Nicolas pour m'avoir permis de renouer avec l'expérience lors de ma rédaction en réutilisant EDEN et François pour m'avoir offert des remontants chocolatés pendant ma rédaction! Et tous les autres membres de cette équipe qui font régner une ambiance si sympathique et détendue, propice à l'épanouissement des thésards.

En juillet 2006, le succès de l'expérience réalisée et analysée dans cette thèse a été le résultat de l'effort conjoint de nombreuses personnes. Tout d'abord, je voudrais remercier le service des cibles qui a fabriqué de nombreuses cibles pour cette expérience. La chambre que nous avons utilisée avait, quant-à elle été usinée ici même, par le service de mécanique. Je remercie aussi tous ceux qui ont participé à la préparation ainsi qu'à la réalisation de cette expérience : Didier, Yorick, Marin, Hiro, Costel, Thibault, Ambar, Jean-Claude, Daniel, Wilton, Daniele, Johan et Mathieu. Muriel, Flore et Charlotte je vous remercie pour les soirées "entre filles" que nous avons pu partager pendant la coupe du monde de foot et la bonne ambiance qui régnait au milieu des câbles et des sources!

Pendant ma thèse, j'ai eu l'opportunité d'enseigner au sein du Magistère de Physique Fondamentale d'Orsay. Je remercie Patrick Puzo d'avoir tout de suite pensé à moi pour assurer les TP de Physique statistique et d'être devenu mon tuteur. Je remercie aussi Tiina de m'avoir accueillie dans l'équipe du Master de Physique appliquée. La préparation des TDs et des examens avec Laurent et Pierre m'a beaucoup apporté. L'enseignement et le contact avec les étudiants a été très enrichissant.

En plus d'être une grande aventure intellectuelle, la thèse est aussi une grande aventure humaine. La solidarité et l'entraide des thésards et post-docs sont un appui précieux.

Je remercie Alexis, Baptiste, Matthieu, Benoît, Keyran pour leur bonne humeur et leur gentillesse. J'ai aussi une pensée pour Benoît et Vincent avec lesquels j'ai partagé les méandres d'une thèse théorique et un voyage aux Etats-Unis, pour Xavier et nos discussions sur l'avenir, pour Beyhan, Benoît, Guillaume, Camille pour leur bonne humeur, pour Daniel qui a partagé mon bureau au LPC. Je remercie aussi Cédric et Thomas pour leur conseils avisés. Daniel pour sa gentillesse à mon égard et l'installation enthousiaste de ROOT sur mon ordinateur et l'ensemble du groupe du LPC pour les pauses et les repas animés.

Je tiens à accorder une place toute particulière à Flore et à Charlotte, qui étaient là dès mon arrivée et m'ont offert toute leur aide et leur pédagogie pour m'expliquer ce monde de la physique nucléaire expérimentale. J'ai trouvé des oreilles toujours à l'écoute et de véritables amies, aussi gourmandes que moi ! Un peu plus tard, Maria-Grazia a rejoint notre groupe et nous a apporté toute la chaleur de sa Sicile natale et toute sa gentillesse.

Après vos départs successifs, je me suis retrouvée bien seule ... mais Laurence est arrivée. Avec ta bonne humeur, ta convivialité, ton enthousiasme et ta compétence, tu as apporté beaucoup de chaleur à notre groupe et beaucoup d'animation dans notre couloir. J'ai trouvé une véritable amie en toi, un soutien exceptionnel et des moments de détente où tu me parlais de soleil, de paradis sur terre. Merci pour ces moments d'évasion si précieux au milieu des turpitudes de la thèse.

Je veux aussi remercier tous ceux qui se sont manifestés d'une manière ou d'une autre lors de ma soutenance de thèse et ceux qui y ont assisté malgré l'heure tardive.

Mes derniers remerciements vont à ma famille. Vous savez tous combien vous comptez pour moi, mais je voudrais vous le redire et vous remercier d'être toujours là pour moi et de m'aimer telle que je suis. Matthieu, tu as tenu une place considérable dans ce travail, notre complicité dans le travail comme dans la vie compte énormément pour moi.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Un outil pour sonder les corrélations des nucléons : la cassure nucléaire</b>	<b>1</b>
1.1	Un mécanisme de réaction : le “Towing Mode” . . . . .	1
1.1.1	Découverte du Towing Mode . . . . .	1
1.1.2	Calculs : Time Dependant Schrödinger Equation (TDSE) . . . . .	4
1.1.3	Un outil pour l’étude des noyaux . . . . .	5
1.2	Sonder les corrélations spatiales des nucléons avec le “Towing-Mode” . . . . .	8
1.3	Objectifs . . . . .	9
<b>I</b>	<b>Etude théorique de l’influence des corrélations entre nucléons sur les réactions de cassure nucléaire</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Au delà du champ moyen : La théorie de la matrice densité dépendant du temps TDDM<sup>P</sup></b>	<b>13</b>
2.1	Introduction . . . . .	14
2.1.1	Les matrices densité réduites à n corps . . . . .	15
2.1.2	Hierarchie BBGKY . . . . .	16
2.2	L’approche Hartree-Fock dépendante du temps . . . . .	17
2.2.1	Validité de l’hypothèse du champ moyen . . . . .	17
2.2.2	Les équations Hartree-Fock . . . . .	18
2.3	Les approches dynamiques de champ moyen et au-delà . . . . .	22
2.3.1	Influence des corrélations à deux corps . . . . .	22
2.3.2	Théorie de la matrice densité dépendante du temps (Time Dependent Density Matrix, TDDM) . . . . .	23
2.4	TDDM <sup>P</sup> . . . . .	30
2.4.1	BCS : Un guide pour la résolution approchée de TDDM . . . . .	30
2.4.2	Hypothèses et nouvelles équations . . . . .	31
2.4.3	Propriétés et lois de conservation . . . . .	32
2.4.4	Discussion des hypothèses de travail . . . . .	33

2.5	Interactions . . . . .	34
2.5.1	Interaction effective pour le champ moyen . . . . .	34
2.5.2	Interaction résiduelle . . . . .	36
2.6	Méthodes numériques . . . . .	36
2.6.1	Initialisation du noyau avec HF . . . . .	37
2.6.2	Initialisation du noyau dans son état fondamental corrélé . . . . .	37
2.6.3	Tests de la méthode de convergence . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Application de TDDM<sup>P</sup> à l'étude des corrélations dans la chaîne isotopique des oxygènes</b>	<b>45</b>
3.1	Etude de l' <sup>22</sup> O et de l' <sup>24</sup> O avec un cœur d' <sup>16</sup> O inerte . . . . .	46
3.1.1	Système à deux niveaux . . . . .	48
3.1.2	Observables . . . . .	50
3.1.3	Comparaison entre TDDM <sup>P</sup> statique et HFB . . . . .	53
3.2	Etude de l'effet du cœur et des nucléons de valence . . . . .	57
3.2.1	Influence du cœur . . . . .	57
3.2.2	Influence de l'espace de valence . . . . .	61
3.3	Cas des couches ouvertes et des noyaux déficitaires en neutrons . . . . .	62
3.3.1	Les noyaux à couches ouvertes . . . . .	62
3.3.2	Les noyaux déficitaires en neutrons . . . . .	65
3.4	Résumé . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Etude de l'influence des corrélations sur la dynamique de cassure avec TDDM<sup>P</sup></b>	<b>67</b>
4.1	Principe du calcul dynamique dédié à la cassure des noyaux corrélés . . . . .	67
4.1.1	Principe général . . . . .	68
4.1.2	Principe du calcul de la cassure nucléaire . . . . .	69
4.1.3	Hypothèses simplificatrices . . . . .	69
4.1.4	Cas test : <sup>16</sup> O+ <sup>208</sup> Pb . . . . .	70
4.2	Etude des paramètres de la réaction <sup>16</sup> O+ <sup>208</sup> Pb dans TDHF . . . . .	71
4.2.1	Identification du paramètre d'impact d'effleurement . . . . .	71
4.2.2	Test de la vitesse du projectile . . . . .	71
4.2.3	Choix du potentiel de la cible . . . . .	73
4.3	Extraction des grandeurs physiques . . . . .	73
4.3.1	Extraction des ondes émises au continuum . . . . .	73
4.3.2	Construction des observables d'intérêt . . . . .	76
4.3.3	Extraction de la distribution en angle relatif des deux neutrons dans TDHF . . . . .	77

4.4	Les corrélations à deux corps avec TDDM <sup>P</sup> . . . . .	79
4.4.1	Initialisation de différentes corrélations à deux corps . . . . .	79
4.4.2	Corrélation en énergie et en angle relatif . . . . .	80
4.4.3	Test de sensibilité aux paramètres : paramètre d'impact, énergie du faisceau, énergie de liaison du projectile . . . . .	85
4.5	Conclusion . . . . .	89
<b>II</b>	<b>Etude expérimentale de la cassure nucléaire de l'<sup>6</sup>He</b>	<b>91</b>
<b>5</b>	<b>La rencontre d'un mécanisme et d'un noyau</b>	<b>93</b>
5.1	Le choix de l' <sup>6</sup> He . . . . .	93
5.1.1	Le halo de deux neutrons de l' <sup>6</sup> He . . . . .	94
5.1.2	Le continuum de l' <sup>6</sup> He . . . . .	95
5.1.3	Aspect expérimental . . . . .	96
5.2	Corrélation des neutrons dans l' <sup>6</sup> He . . . . .	97
5.2.1	Configuration spatiale des deux neutrons de l' <sup>6</sup> He . . . . .	97
5.2.2	Décroissance $\beta$ . . . . .	98
5.2.3	Capture radiative . . . . .	99
5.2.4	Transfert de 2n . . . . .	99
5.2.5	Knock-out . . . . .	102
5.2.6	Cassure coulombienne . . . . .	102
5.2.7	Bilan . . . . .	107
5.3	Motivations pour le "Towing Mode" de l' <sup>6</sup> He . . . . .	108
5.3.1	Vue schématique du Towing Mode de l' <sup>6</sup> He . . . . .	108
5.3.2	Choix expérimentaux . . . . .	108
<b>6</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>111</b>
6.1	Production de faisceaux radioactifs . . . . .	111
6.1.1	Méthodes de production de faisceaux radioactifs . . . . .	111
6.1.2	Production de faisceaux radioactifs au GANIL . . . . .	112
6.2	Dispositif expérimental pour l'expérience e528s . . . . .	114
6.3	Les détecteurs de particules chargées . . . . .	114
6.3.1	Le détecteur Silicium à pistes . . . . .	114
6.3.2	Principe de détection des particules chargées dans le Silicium . . . . .	115
6.3.3	L'électronique TIARA . . . . .	116
6.3.4	Détecteur Silicium-Lithium . . . . .	117
6.4	Les détecteurs de neutrons . . . . .	118
6.4.1	Principe de la détection des neutrons . . . . .	118

6.4.2	Les détecteurs de neutrons utilisés : le Neutron Wall et EDEN . . .	119
6.4.3	L'électronique des détecteurs . . . . .	122
6.5	L'électronique de déclenchement . . . . .	123
6.6	Conclusion . . . . .	124
<b>7</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>127</b>
7.1	Les détecteurs de particules chargées . . . . .	127
7.1.1	Calibration du détecteur Silicium à pistes . . . . .	127
7.1.2	Calibration du détecteur Silicium-Lithium . . . . .	129
7.1.3	Matrice $\Delta E-E$ . . . . .	131
7.2	Les détecteurs de neutrons . . . . .	132
7.2.1	Les simulations . . . . .	132
7.2.2	Discrimination neutron- $\gamma$ . . . . .	133
7.2.3	Temps de vol et énergie . . . . .	137
7.2.4	Charge déposée et efficacité . . . . .	141
7.2.5	Le phénomène de crosstalk . . . . .	147
7.3	Conclusions . . . . .	150
<b>8</b>	<b>Résultats</b>	<b>153</b>
8.1	Distributions à un corps . . . . .	153
8.1.1	Spectre en énergie . . . . .	153
8.1.2	Distributions angulaires à un corps . . . . .	155
8.1.3	Asymétrie des distributions angulaires . . . . .	156
8.2	Distributions à deux corps pour les événements triples $\alpha + n + n$ . . . . .	158
8.2.1	Distribution en angle relatif des neutrons . . . . .	158
8.2.2	Identification et sélection du mécanisme de réaction, le Towing Mode	160
8.3	Extraction des corrélations entre les neutrons . . . . .	166
8.3.1	Fonction de corrélation . . . . .	166
8.3.2	Test de la méthode . . . . .	168
8.3.3	Application aux distributions en angle relatif totales et normalisation	170
8.4	Corrélation à petit angle relatif . . . . .	172
8.4.1	Contribution du crosstalk . . . . .	172
8.4.2	Contribution de la cassure nucléaire et de la cassure coulombienne .	174
8.4.3	Résumé . . . . .	175
8.5	Corrélation à grand angle relatif . . . . .	176
8.5.1	Contribution des neutrons de la cible . . . . .	176
8.5.2	Sélection de la cassure nucléaire . . . . .	177
8.5.3	Résumé . . . . .	177

8.6 Conclusions et perspectives . . . . .	179
<b>A Force de portée finie</b>	<b>183</b>
A.1 Un critère d'ajustement : la section efficace d'interaction nucléon-nucléon (NN) . . . . .	183
A.2 Comportement des forces effectives vis à vis de la section efficace NN . . . .	184
A.3 Principe du fit . . . . .	185
A.4 Pertinence des paramètres lorsque $k \rightarrow 0$ . . . . .	187





# Chapitre 1

## Un outil pour sonder les corrélations des nucléons : la cassure nucléaire

Le choix de la cassure nucléaire pour sonder les corrélations entre nucléons au sein des noyaux repose sur l'intuition que l'interaction nucléaire à courte portée d'un potentiel perturbateur (cible ou projectile) devrait permettre de sonder finement la structure interne des corrélations dans les noyaux. Dans ce chapitre, le mécanisme de réaction, appelé “Towing-Mode” ou “mode de remorquage” est présenté ainsi que son utilisation pour comprendre les propriétés des noyaux.

### 1.1 Un mécanisme de réaction : le “Towing Mode”

#### 1.1.1 Découverte du Towing Mode

Le “Towing Mode” a été mis en évidence lors de réactions inélastiques telles que  $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca}+p)^{39}\text{K}$  à 50 MeV/nucléon [Sca97],  $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}+n)$  à 84 MeV/nucléon [vdB94] ou encore  $\text{Xe}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}+n)$  à 400 MeV/nucléon [Rig97] visant à l'étude des modes d'oscillation et de décroissance des résonances géantes. La détection, dans ces expériences, des nucléons émis en coïncidence avec l'éjectile avait jusqu'alors permis de mettre en évidence trois mécanismes de réaction associés à l'émission de nucléons :

- l'excitation inélastique de la cible par le passage du projectile qui se caractérise par l'émission de nucléons de basse énergie de façon isotrope dans le référentiel de la cible ;
- le “knock-out”, réaction où le projectile interagit avec un nucléon de la cible, générant l'émission de nucléons de la cible aux grands angles ( $\sim 80^\circ$ ), du côté opposé au

projectile.

- enfin, le mécanisme de transfert-évaporation (ou “pick-up break-up”) où un nucléon de la cible est transféré au projectile puis le projectile décroît en vol et émet un nucléon identique à celui transféré. Les nucléons issus de ce mécanisme ont une vitesse proche de celle du faisceau et sont émis aux angles avant dans la direction du projectile.

Pour toutes ces réactions avec des gammes d’énergie différentes, une composante correspondant à des nucléons rapides vers l’avant a été mise en évidence. L’étude plus précise des corrélations angulaires entre ces nucléons et l’éjectile a été réalisée pour la réaction  $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + n \text{ ou } p)$  [Sca98] et a permis de dégager les principales caractéristiques de l’émission :

- les nucléons de la cible sont émis à grand angle par rapport à l’axe du faisceau. En ef-

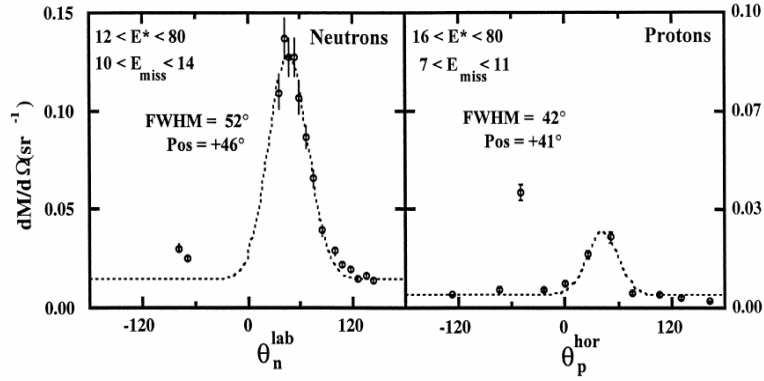


FIGURE 1.1 – Distribution angulaire des protons et des neutrons émis en coïncidence avec l’ $^{40}\text{Ar}$  et alimentant l’état fondamental des noyaux fils [Sca98].

fet, les distributions angulaires des neutrons et des protons de la figure 1.1 présentent un pic important autour de  $45^\circ$  qui ne peut pas être attribué à des réactions de knock-out ou de transfert-évaporation.

- les nucléons sont émis du même côté et dans le même plan que le projectile. La figure 1.2 donne la répartition angulaire des  $^{40}\text{Ar}$  détectés en coïncidence avec des protons issus :
  - de l’excitation puis de la décroissance de la cible de  $^{58}\text{Ni}$  donnant lieu à l’émission d’un proton à l’arrière (figure de gauche) ;
  - de la diffusion élastique sur l’ $H$  contaminant la cible (figure centrale) ;
  - et du “Towing Mode” (figure à droite).

Dans le premier cas, le proton est émis de façon quasi-uniforme et la distribution

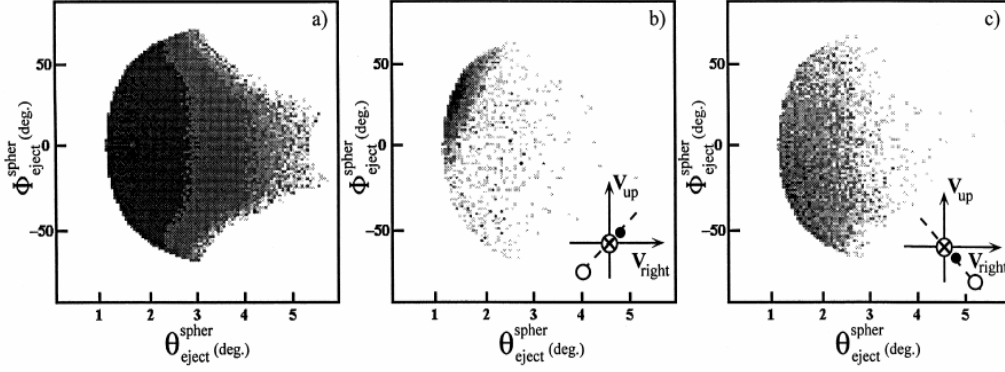


FIGURE 1.2 – Distributions angulaires des éjectiles détectés dans le spectromètre SPEG en coïncidence avec des protons issus des réactions : (a) excitation de la cible ; (b) de diffusion élastique sur les noyaux d’hydrogène contaminant la cible ; (c) des protons détectés à un angle  $\theta=40^\circ$ . Les schémas des spectres (b) et (c) montre la vitesse de l’éjectile (point noir) et la vitesse du proton (cercle) dans chaque cas [Sca98].

de l’éjectile a la symétrie de révolution autour du faisceau. Par contre, la diffusion élastique sur l’ $H$ , pour laquelle le proton est détecté en dessous du plan horizontal ( $\phi < 0$ ), conduit à un éjectile diffusé au-dessus du plan ( $\phi > 0$ ), en opposition avec le proton. Dans le dernier cas, une corrélation angulaire forte montre que le projectile et les protons sont essentiellement émis du même côté, avec les caractéristiques suivantes :

- la vitesse des nucléons est intermédiaire entre la vitesse de la cible et la vitesse du projectile.
- les nucléons concernés sont les moins liés, les plus périphériques du noyau car le noyau fils est soit dans son état fondamental, soit dans un état très peu excité.

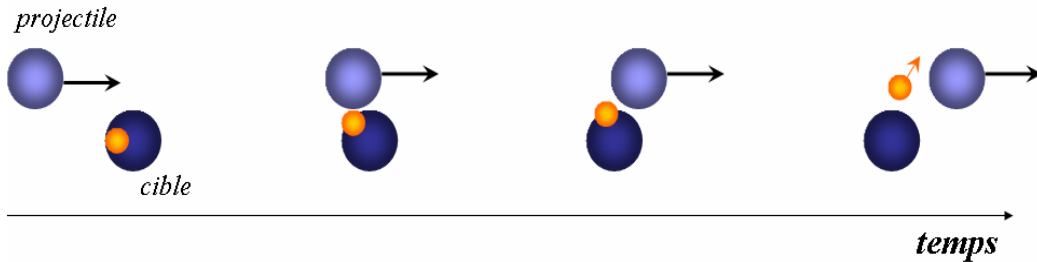


FIGURE 1.3 – Illustration du Towing Mode.

Ces informations suggèrent que le “Towing Mode” est un mécanisme où un nucléon de la cible est attiré par le projectile sans jamais être transféré, il s’agit donc d’une sorte de transfert avorté. Lorsque le projectile passe à proximité du noyau-cible, l’attraction nucléaire devient très forte, mais la vitesse du projectile est trop grande pour qu’un transfert puisse avoir lieu et les nucléons sont émis au continuum. Une partie de l’énergie du projectile leur a cependant été transmise et explique les caractéristiques cinématiques des nucléons détectés. La dénomination de “Towing Mode” provient du fait que le nucléon est en quelque sorte “remorqué” par le projectile.

### 1.1.2 Calculs : Time Dependant Schrödinger Equation (TDSE)

Afin d’appuyer la description expérimentale du Towing Mode, un modèle théorique a été spécifiquement mis au point en se basant sur les caractéristiques du mécanisme. En particulier, lors du Towing Mode, les noyaux émetteurs sont laissés dans des états peu excités, avec une configuration à un trou. Une description de particules indépendantes est donc bien adaptée. Par ailleurs, la collision reste très périphérique et permet de négliger la réorganisation du champ moyen quand le projectile passe près de la cible et attire un nucléon. Ces considérations amènent à se concentrer sur la fonction d’onde du nucléon émis, le potentiel de la cible et du projectile étant fixés, à condition de se limiter à des paramètres d’impact d’effleurement et au-delà.

Le calcul semi-classique qui a été développé résout l’équation de Schrödinger dépendante du temps (TDSE) à trois dimensions [Lac99]. L’avantage de ce calcul est qu’il traite, de façon non perturbative, l’émission du nucléon au continuum et les interférences entre la cassure nucléaire et la cassure coulombienne. Il permet ainsi de décrire l’évolution de la fonction d’onde à un corps d’un nucléon initialement dans le potentiel de la cible sous l’effet du passage d’un projectile représenté par un potentiel de Wood-Saxon. Les fonctions d’onde initiales sont issues de la résolution de l’équation de Schrödinger statique. Leur évolution est ensuite donnée par la résolution de l’équation de Schrödinger dépendant du temps en choisissant soit une trajectoire droite soit une trajectoire coulombienne pour le projectile :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi_n(\vec{r}, t) = \left( \frac{\vec{p}^2}{2m} + V_C(\vec{r} - \vec{r}_C) + V_P(\vec{r} - \vec{r}_P) \right) \phi_n(\vec{r}, t) \quad (1.1)$$

où  $\phi_n(\vec{r}, t)$  représente la fonction d’onde associée au nucléon lié,  $\vec{r}_C$  la position de la cible,  $\vec{r}_P$  la position du projectile,  $V_C$  le potentiel Wood-Saxon de la cible et  $V_P$  le potentiel Wood-Saxon du projectile.

Un exemple d’évolution de la densité de probabilité de la fonction d’onde ( $|\phi_i(\vec{r})|^2$ ) dans le cas de la réaction  $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + n)$  à 44 A.MeV pour un paramètre d’impact de 8 fm est donné par la figure 1.4. Au cours de l’évolution, l’attraction nucléaire du

projectile sur la cible déplace la probabilité de présence du nucléon vers le projectile. A la fin de l'évolution, la densité de probabilité se divise en trois parties majeures : une partie où le nucléon est dans le potentiel initial, une autre partie correspondant au transfert vers le projectile et, enfin, une dernière partie qui correspond à l'émission vers le continuum associée au mécanisme de Towing Mode observé expérimentalement.

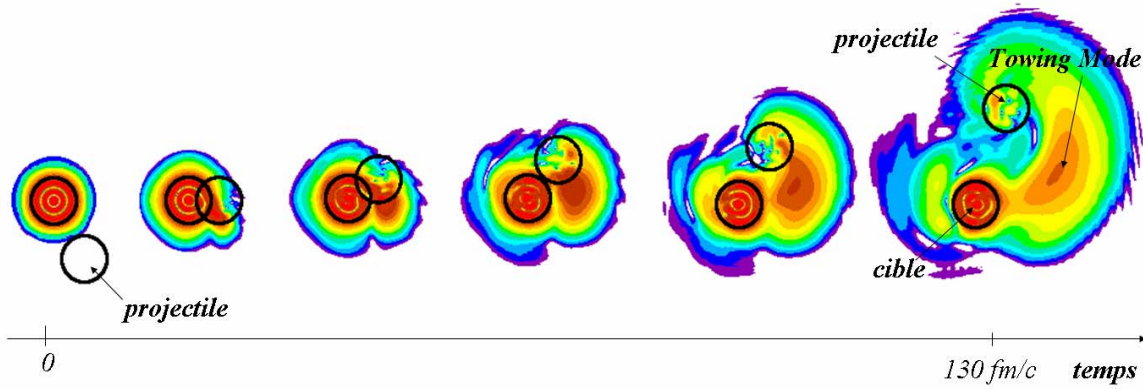


FIGURE 1.4 – Evolution de la densité de probabilité de la fonction d'onde du nucléon initialement dans le potentiel de la cible ( $^{58}\text{Ni}$ ) pour une énergie incidente de 44 A.MeV et un paramètre d'impact de 8 fm [Lac99].

### 1.1.3 Un outil pour l'étude des noyaux

#### Importance du mécanisme et spécificités

Le Towing Mode est un mécanisme très intéressant pour l'étude des noyaux car sa section efficace est très élevée ( $\sim 0,5$  barn) (*cf.* figure 1.5). En particulier, dans le cas de noyaux à halo, la grande extension spatiale de la fonction d'onde amplifie le phénomène. Mais elle amplifie aussi la cassure coulombienne qui est d'autant plus importante que la cible a un  $Z$  élevé (*cf.* figure 1.5) [Fal02]. En effet, pour un grand paramètre d'impact, le neutron ne ressent pas le potentiel nucléaire de la cible mais la cassure provient de la déviation du coeur dans le champ coulombien de la cible. Même si la cassure coulombienne est beaucoup plus importante que la cassure nucléaire pour une cible lourde (sa section efficace est cent fois plus élevée), il faut noter qu'elle ne contribue, dans le cas où le neutron provient du projectile, qu'aux angles inférieurs à  $20^\circ$  pour une énergie de faisceau de 40 A.MeV (*cf.* figure 1.5 (droite)). L'émission à grand angle n'est donc liée qu'à la cassure nucléaire et sa section efficace de l'ordre de 0,5 barn reste élevée. En se concentrant sur l'émission aux grands angles, de nombreuses informations sur la structure des noyaux

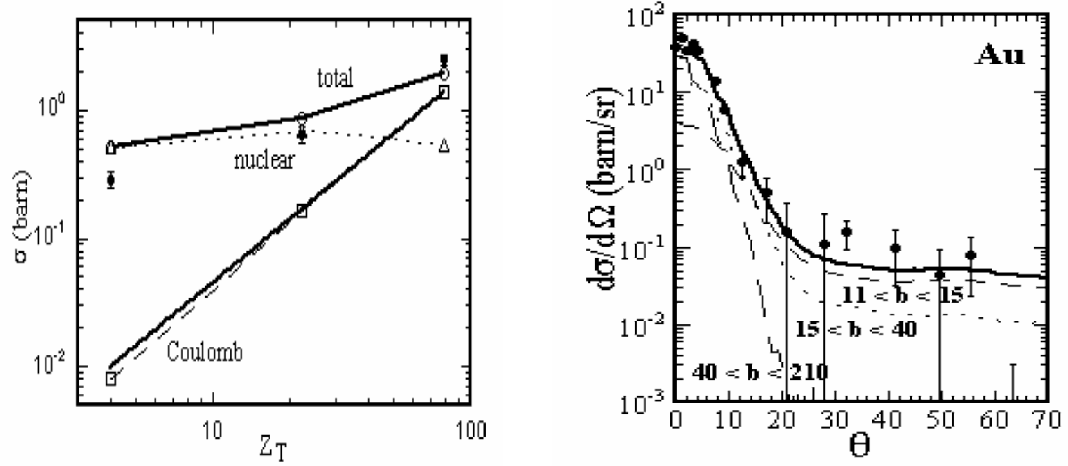


FIGURE 1.5 – A gauche : Section efficace pour l’émission de neutron du  $^{11}\text{Be}$  en fonction de la cible (Be, Ti, Au). Les contributions nucléaire (triangles) et coulombienne (carrés) sont comparées à la section efficace totale (ronds + trait plein) et aux données expérimentale (point avec les barres d’erreur) de la référence [Ann94]. A droite : distribution angulaire des neutrons du  $^{11}\text{Be}$  émis pour une cible d’Au comparée avec calcul TDSE (trait plein) et au même calcul pour différentes régions de paramètres d’impact [Fal02].

peuvent être obtenues, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants. Il est donc intéressant d’utiliser le Towing Mode pour étudier la structure des noyaux à halo.

## Un outil spectroscopique

### - Noyaux stables

Dans le cas des noyaux stables, il a été montré, à travers les calculs TDSE que le Towing Mode permet d’obtenir des informations sur la fonction d’onde initiale du nucléon émis et de remonter à la configuration initiale du nucléon au sein du noyau [Lac99]. En effet, dans le cas de la réaction  $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + n)$ , la distribution angulaire des neutrons issus du Towing Mode a été comparée aux calculs TDSE pour différentes ondes initiales du nucléon (cf. figure 1.6). Seule la fonction d’onde 2p s’accorde avec les données. D’après le modèle en couche et les expériences, le dernier neutron de l’ $^{40}\text{Ar}$  est bien dans la couche 2p.

### - Cas du $^{11}\text{Be}$

L’état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est donné par le mélange deux configurations : un coeur de  $^{10}\text{Be}$  froid couplé à un neutron du halo dans l’état  $2s_{1/2}$  et un coeur de  $^{10}\text{Be}$  excité dans un état  $2^+$  couplé à un neutron dans l’état  $1d_{5/2}$ , conduisant à un état fondamental  $1/2^+$

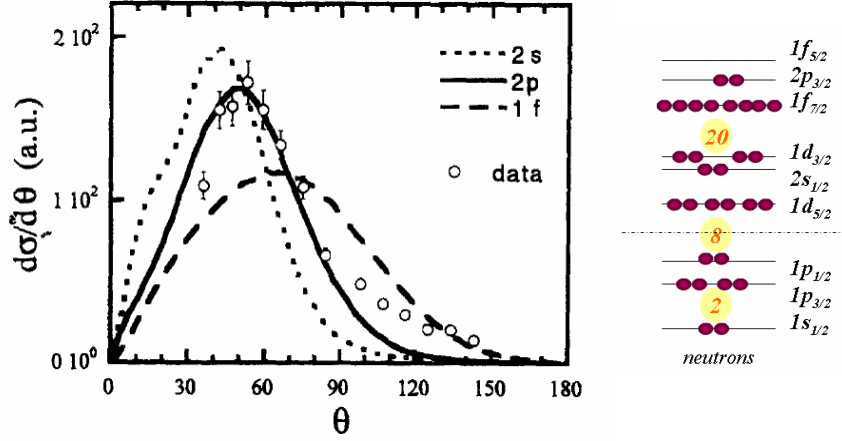


FIGURE 1.6 – Distribution angulaire des neutrons émis par le Towing Mode dans la réaction  $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar } n)$  comparée aux calculs TDSE pour des fonctions d'onde de départ 2s, 2p et 1f [Lac99].

avec une inversion de niveau :

$$|GS\rangle = \alpha|0^+ \otimes 2s_{1/2}\rangle + \beta|2^+ \otimes 1d_{5/2}\rangle \quad (1.2)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont reliés aux facteurs spectroscopiques par :  $S_{2s} = \alpha^2$  et  $S_{1d} = \beta^2$ . De nombreuses études, à travers différents mécanismes de réaction ont été menées sur ce noyau [Zwi79, Tim99, For99, Aum00, Fuk04]. Comme le Towing Mode est sensible à la fonction d'onde initiale du nucléon émis et en particulier à son moment angulaire, il semble bien adapté pour cette étude.

La réaction  $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)^{48}\text{Ti}$  à 44 A.MeV a été réalisée avec un dispositif permettant de détecter à la fois les neutrons issus du Towing Mode à grand angle ( $>30^\circ$ ), le coeur de  $^{10}\text{Be}$  résiduel et les éventuels  $\gamma$  de désexcitation [Lim04]. Les spectres en énergie des neutrons détectés à un angle supérieur à  $30^\circ$  ont été extraits en coïncidence avec un  $^{10}\text{Be}$  lorsqu'aucun  $\gamma$  n'est détecté et lorsqu'un  $\gamma$  d'énergie entre 1 et 4 MeV a été détecté (cf. figure 1.7). Dans le premier cas, les calculs TDSE montrent un bon accord avec les données expérimentales pour une fonction d'onde initiale du neutron 2s et donnent un facteur spectroscopique :  $S_{2s}=0,46\pm0,15$ . Par contre, lorsqu'un  $\gamma$  de 1 à 4 MeV est observé, c'est un mélange de 1p et 1d avec des facteurs spectroscopiques  $S_{1p}=3,9 \pm 1,5$  et  $S_{1d}=0,5 \pm 0,2$  qui permet de reproduire les données. La contribution 1p provient des neutrons du coeur de  $^{10}\text{Be}$  constituant le  $^{11}\text{Be}$ . Les barres d'erreur données ici correspondent aux barres d'erreur expérimentales et ne prennent pas en compte le fait que les facteurs spectroscopiques extraits à l'aide du calcul TDSE dépendent fortement du paramètre d'effleurement entre les deux noyaux ainsi que des paramètres du potentiel perturbateur. Cette approche



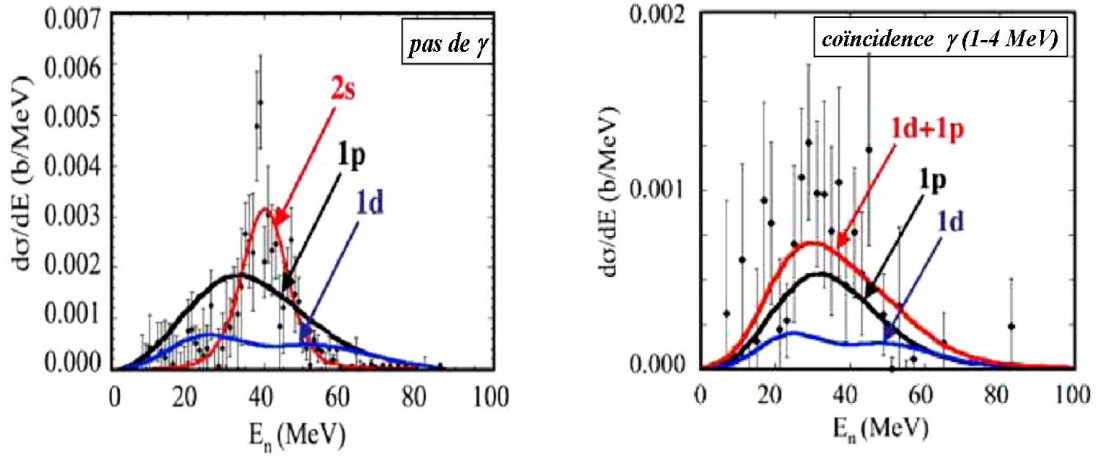


FIGURE 1.7 – Spectres en énergie des neutrons : à gauche, lorsqu’aucun  $\gamma$  n’est détecté ; à droite, lorsqu’un  $\gamma$  d’énergie entre 1 et 4 MeV est détecté en coïncidence. Les courbes en traits pleins correspondent aux calculs TDSE pour différentes fonctions d’onde initiales du neutron [Lim07].

a montré la capacité du Towing Mode à comprendre les propriétés de la fonction d’onde initiale d’un neutron dans un noyau à halo mais aussi à évaluer le pourcentage de mélange de chacune des configurations.

Cependant elle a aussi mis en évidence une des limites de l’approche TDSE en tant que modèle de particules indépendantes. Une théorie prenant en compte les corrélations aurait permis de décrire la cassure des deux configurations du  $^{11}\text{Be}$  de manière cohérente alors qu’ici, la cassure de chacune des configurations a été étudiée séparément en négligeant leurs interférences. C’est la raison pour laquelle, le calcul TDSE a été remplacé, dans ce mémoire, par une approche au-delà du champ moyen prenant en compte les corrélations d’appariement et la dissipation.

## 1.2 Sonder les corrélations spatiales des nucléons avec le “Towing-Mode”

Avec la cassure nucléaire, les corrélations spatiales fortes entre nucléons peuvent être sondées par l’interaction nucléaire de courte portée.

Prenons l’image simple d’un noyau dont deux nucléons seraient fortement corrélés. Deux cas particuliers sont envisageables : soit l’interaction résiduelle entre les deux nucléons est attractive (cas corrélé), soit l’interaction résiduelle est répulsive (cas anticorrélé). Comme le Towing Mode est un mécanisme de réaction périphérique, le reste du noyau sera

peu perturbé, en revanche l'arrachage d'un des nucléons affecte de manière significative le deuxième nucléon. Dans le cas d'une interaction résiduelle attractive, c'est-à-dire lorsque

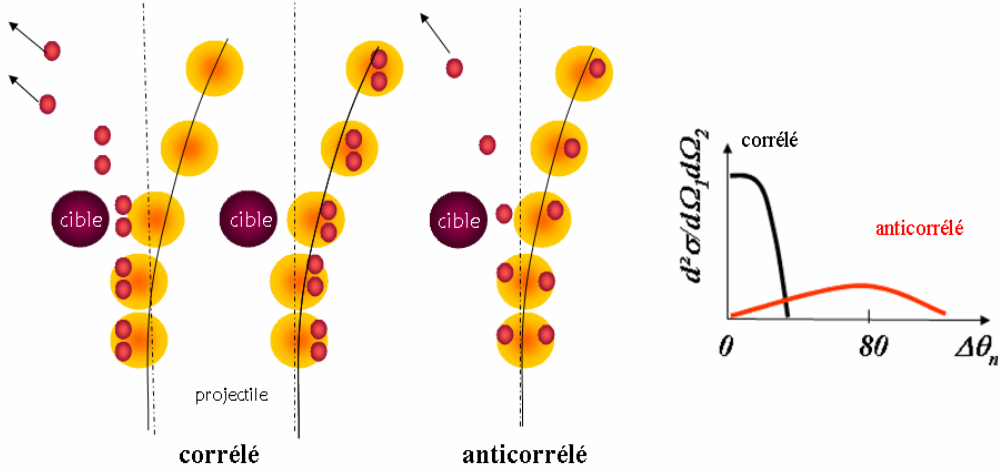


FIGURE 1.8 – Schéma de la cassure nucléaire d'un noyau corrélé et schéma des distributions en angle relatif attendues pour deux neutrons spatialement proches ou éloignés.

les deux nucléons sont proches spatialement l'un de l'autre, si l'un des deux nucléons est arraché, la probabilité que le deuxième le soit aussi est très grande. Comme ils ont subi tous les deux la cassure nucléaire, ils seront détectés à grand angle par rapport à l'axe du faisceau mais avec un angle relatif faible (*cf.* figure 1.8).

Par contre, dans le cas où les deux nucléons sont anticorrélés, c'est-à-dire éloignés l'un de l'autre spatialement, un seul des deux nucléons pourra ressentir le potentiel de la cible et être émis à grand angle. Le deuxième neutron, quant-à lui pourra soit rester dans la cible, soit être émis dans une direction proche de celle du faisceau, donnant lieu à un grand angle relatif.

La figure 1.8 est une représentation schématique de l'intuition que les distributions en angle relatif entre les deux neutrons émis seront donc caractéristiques des corrélations entre les deux neutrons.

### 1.3 Objectifs

L'objectif de cette thèse est de comprendre comment les corrélations à deux corps entre nucléons peuvent influencer la cassure d'un noyau. D'un point de vue expérimental, la vision schématique de la cassure nucléaire, donnée par la figure 1.8, conduit à étudier de préférence un noyau de type borroméen où les deux nucléons seront toujours émis quel que

soit le type de corrélation entre les neutrons. Nous avons choisi l' ${}^6\text{He}$ , en raison des fortes intensités de faisceaux disponibles mais aussi de sa structure composée d'un coeur d' $\alpha$  très lié et de deux neutrons dans le halo. Cette étude présentée dans la deuxième partie traite le cas particulier de corrélations très fortes entre deux nucléons peu liés.

D'un point de vue plus général, des corrélations sont présentes dans tous les noyaux et leur influence sur les mécanismes de réaction peut être importante. C'est pourquoi nous avons développé un modèle théorique capable de décrire les effets dynamiques et les corrélations sur une large gamme de masse. Ce modèle est basé sur le champ moyen et prend en compte une partie des corrélations à deux corps. Il permet d'initialiser des noyaux dans leur état fondamental corrélé et de réaliser leur évolution dynamique à trois dimensions, comme nous le présentons dans la première partie de ce mémoire. Ce travail théorique donnera des indications qualitatives sur l'étude expérimentale menée lors de cette thèse.

## Première partie

# Etude théorique de l'influence des corrélations entre nucléons sur les réactions de cassure nucléaire



## Chapitre 2

# Au delà du champ moyen : La théorie de la matrice densité dépendant du temps $\text{TDDM}^P$

Le but de l'étude théorique présentée dans ce mémoire est de comprendre les effets des corrélations initiales sur la dynamique de la cassure nucléaire. Les théories de voies couplées telles que CDCC [Aus87] sont particulièrement bien adaptées pour décrire la cassure nucléaire des noyaux légers proches de la limite d'existence [Nun04]. Mais pour ce mémoire, nous nous sommes concentrés sur des approches de type champ moyen. La première théorie de transport microscopique basée sur le champ moyen a été Hartree Fock dépendant du temps (TDHF) [Bon76, Neg82, Sim07]. Elle a permis de grandes avancées dans la compréhension de mécanismes comme la fusion ou les collisions profondément inélastiques. Cependant, elle ne permet pas de décrire complètement les phénomènes qui entrent en jeu dans les réactions nucléaires. Un certain nombre d'outils ont été proposés pour étendre le champ moyen. Par exemple, les collisions à deux corps peuvent être prises en compte par des termes supplémentaires qui conduisent aux équations TDHF étendues (ETDHF) [Lac99]; les corrélations d'appariement sont traitées par la théorie Hartree-Fock Bogoliubov dépendante du temps (TDHFB) [Bog58]; et enfin toutes les corrélations à deux corps sont prises en compte dans la dynamique à travers la théorie de la matrice densité dépendante du temps (TDDM) [Wan85]. Pour l'étude de l'influence des corrélations initiales des neutrons sur la détection, nous avons développé une version approchée de TDDM, dénotée par  $\text{TDDM}^P$ , dont les fondements théoriques sont décrits dans ce chapitre. L'approche consiste à inclure les corrélations d'appariement et les collisions à deux corps dans l'étude dynamique, en projetant TDDM sur les états appariés, dans l'optique de prédire le comportement de noyaux proches des limites d'existence.

## 2.1 Introduction

Afin de connaître l'évolution d'un noyau à  $A$  nucléons, il faut résoudre les équations du mouvement régies par le Hamiltonien du système à  $A$  corps donné, en seconde quantification, par :

$$H = \sum_{ij} T_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{4} \sum_{ij,kl} \langle ij | v_{12} | kl \rangle_A a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (2.1)$$

où  $T$  est l'opérateur d'énergie cinétique,  $v_{12}$  l'interaction à deux corps et l'indice  $A$  indique que la matrice de l'interaction est antisymétrisée. Les  $a_i^\dagger$  et  $a_i$  sont les opérateurs de création et d'annihilation fermioniques associés à une base complète d'états à un corps  $\{|i\rangle\}$  quelconque. L'évolution en temps de ce système suit l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{1\dots A}(t)\rangle = H |\Psi_{1\dots A}(t)\rangle \quad (2.2)$$

où  $|\Psi_{1\dots A}(t)\rangle$  représente la fonction d'onde totale du système.

On ne connaît *a priori* que peu de choses de la fonction d'onde totale  $|\Psi\rangle$ . Seules les symétries du Hamiltonien nous donnent des indications car elles sont conservées lors de l'évolution en temps. Par exemple, l'invariance par rotation implique que  $J$  est un bon nombre quantique pour les fonctions d'onde exactes. De plus, comme les nucléons obéissent à la statistique de Fermi,  $\Psi$  est antisymétrique par échange de nucléons.  $\Psi$  peut donc être développée sur une base orthonormale de déterminants de Slater :

$$|\Phi_{\{n_i\}}(1, \dots, A)\rangle = \frac{1}{\sqrt{A}} \begin{vmatrix} |\phi_1(1)\rangle & \dots & |\phi_A(1)\rangle \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ |\phi_1(A)\rangle & \dots & |\phi_A(A)\rangle \end{vmatrix} \quad (2.3)$$

où  $(i)$  représente les coordonnées  $(\vec{r}_i, \sigma_i, \tau_i)$ . En seconde quantification :

$$|\Phi_{\{n_i\}}\rangle = \prod_{i=1}^N (a_i^\dagger)^{n_i} |0\rangle \quad (2.4)$$

où  $\{n_i\}$  représente les jeux d'états utilisés pour construire le déterminant de Slater à partir d'une base complète d'états à un corps  $|\phi_i\rangle$ .

D'après la mécanique quantique, si on connaît l'état initial  $|\Psi_{1\dots A}(0)\rangle$ , alors l'évolution en temps d'une configuration initiale du système,  $|\Psi(0)\rangle$ , se fait selon :

$$|\Psi_{1\dots A}(t)\rangle = e^{-iHt/\hbar} |\Psi_{1\dots A}(0)\rangle.$$

Cependant, les équations de Schrödinger (2.2) ne peuvent être résolues directement que dans de très rares cas. La plupart du temps, on cherche des schémas d'approximation pour

obtenir des équations approchées. Les différentes approximations choisies sont guidées par les observables que l'on souhaite décrire pour une réaction donnée. Une des méthodes les plus fréquemment utilisées consiste à reformuler le problème en un principe variationnel. En restreignant l'espace de Hilbert à une classe particulière de fonctions d'onde et de degrés de liberté lors de la variation, on obtient des équations du mouvement approchées. Le choix du sous-espace est décisif car il fonde les hypothèses physiques de toute la théorie qui en découle.

Ici, plutôt que d'utiliser un principe variationnel pour trouver une méthode de résolution approchée de l'équation de Schrödinger, nous allons chercher des schémas d'approximation successifs au problème à  $A$  corps en hiérarchisant l'importance des degrés de liberté et notamment les informations contenues dans les densités à  $n$  corps.

### 2.1.1 Les matrices densité réduites à $n$ corps

La hiérarchisation des degrés de liberté repose sur l'idée qu'il n'est pas nécessaire de connaître toute l'information contenue dans la fonction d'onde à  $A$  corps. Tout dépend des observables d'intérêt. Pour décrire une réaction nucléaire, par exemple, les contributions intéressantes sont la trajectoire des noyaux, le nombre de particules, etc.... Ce sont toutes des observables à un corps. La description de ces degrés de liberté est donc fondamentale et permet d'obtenir une description assez fine du mécanisme de réaction d'intérêt. En revanche, la largeur des observables à un corps est décrite par des observables à deux corps et nécessite *a priori* le traitement explicite des effets à deux corps.

La valeur moyenne d'une observable à un corps  $\Theta^{(1)}$  ou à deux corps  $\Theta^{(2)}$  écrite comme :

$$\begin{aligned}\Theta^{(1)} &= \sum_{i,j} \langle i | \Theta^{(1)} | j \rangle a_i^\dagger a_j \\ \Theta^{(2)} &= \sum_{i,j,k,l} \langle ij | \Theta^{(2)} | kl \rangle a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l\end{aligned}\tag{2.5}$$

est donnée par :

$$\begin{aligned}\langle \Theta^{(1)} \rangle &= \text{Tr}(\Theta^{(1)} \rho_1) \\ \langle \Theta^{(2)} \rangle &= \text{Tr}(\Theta^{(2)} \rho_{12})\end{aligned}$$

où on a introduit la matrice densité à un corps  $\langle j | \rho_1 | i \rangle = \langle a_i^\dagger a_j \rangle = \langle \Psi | a_i^\dagger a_j | \Psi \rangle$  et la matrice densité à deux corps  $\langle lk | \rho_{12} | ij \rangle = \langle a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l \rangle$ . De manière générale, pour décrire une observable à  $n$  corps, on introduit la densité à  $n$  corps définie par :

$$\langle 1 \dots n | \rho_{1 \dots n} | 1' \dots n' \rangle = \langle a_1^\dagger \dots a_n^\dagger a_{n'} \dots a_{1'} \rangle.\tag{2.6}$$

Elles sont reliées entre elles par les relations :

$$\rho_{1 \dots n} = \frac{A!}{(A-n)!} \text{Tr}_{n+1 \dots A} \rho_{1 \dots A} = \frac{1}{A-n} \text{Tr}_{n+1} \rho_{1 \dots n+1}.\tag{2.7}$$



La notation  $\rho_{1\dots n} = \rho^{(n)}(1\dots n)$  est un raccourci pour désigner la matrice densité d'ordre  $n$  pour les variables  $1\dots n$  et  $\text{Tr}_n$  représente la trace partielle sur la  $n^{\text{ième}}$  particule. Lorsqu'il s'agit de la matrice densité à un corps, elle est notée indifféremment  $\rho_1$  ou  $\rho$ , lorsqu'il n'y a pas de confusion possible. Ces définitions entraînent des relations spécifiques entre les matrices densité qu'il est nécessaire de conserver [Ghe93].

### 2.1.2 Hiérarchie BBGKY

L'évolution d'un système de  $A$  particules est décrite par l'équation de Schrödinger dépendante du temps ou, de façon équivalente, par l'équation de Liouville-von Neumann pour la matrice densité à  $A$  corps  $\rho_{1\dots A} = |\Psi(1\dots A)\rangle\langle\Psi(1\dots A)|$  :

$$i\hbar \frac{d\rho_{1\dots A}}{dt} = [H, \rho_{1\dots A}] \quad (2.8)$$

L'idée de Born, Bogoliubov, Green, Kirkwood et Yvon [Bor46, Bog46, Kir46] consiste à reporter les expressions des matrices densité à  $n$  corps (2.7) dans cette équation. On obtient alors un ensemble d'équations couplées ou hiérarchie BBGKY, complètement équivalent à l'équation de départ, qui permet de trouver des schémas d'approximation successifs au problème à  $A$  corps :

$$\left\{ \begin{array}{l} i\hbar \dot{\rho}_1 = [T_1, \rho_1] + \text{Tr}_2[v_{12}, \rho_{12}] \\ i\hbar \dot{\rho}_{12} = \left[ \sum_{i=1}^2 T_i, \rho_{12} \right] + [v_{12}, \rho_{12}] + \text{Tr}_3 \left[ \sum_{i=1}^2 v_{i3}, \rho_{123} \right] \\ \vdots \\ i\hbar \dot{\rho}_{1\dots n} = \left[ \sum_{i=1}^n T_i, \rho_{1\dots n} \right] + \left[ \sum_{i < j=1}^{n-1} v_{ij}, \rho_{1\dots n} \right] + \text{Tr}_{n+1} \left[ \sum_{i=1}^n v_{i,n+1}, \rho_{1\dots n+1} \right] \end{array} \right. \quad (2.9)$$

où les indices  $i$  réfèrent à la particule à laquelle s'applique l'opérateur.

Chaque équation contient deux commutateurs :

- le premier décrit l'évolution de la densité d'ordre  $n$  sous l'action des propres interactions entre les particules 1 à  $k$  (avec une partie cinétique et une partie d'interaction à deux corps entre les particules 1, ...,  $k$  de  $\rho_{1\dots k}$ ).
- le second contient les interactions entre les particules 1, ...,  $k$  de  $\rho_{1\dots k}$  et la  $(k+1)^{\text{ème}}$  particule. Il fait ainsi intervenir le couplage avec les degrés de liberté à  $k+1$  corps.

A cause de l'interaction à deux corps, l'équation pour un niveau  $k$  de la hiérarchie est couplée à l'équation pour le niveau  $k+1$ . Ce couplage serait encore plus complexe si on introduisait des forces à 3 ou 4 corps dans le Hamiltonien total du système. Pour avoir un système d'équations fermé, il faut imposer une troncature, c'est-à-dire exprimer la densité à  $k$  corps en fonction des densités à 1, 2, ...,  $k-1$  corps. Cette troncature va permettre de

résoudre le problème à N corps moyennant certaines approximations sur l'importance des différents degrés de liberté.

## 2.2 L'approche Hartree-Fock dépendante du temps

Le premier ordre d'approximation pour la hiérarchie BBKGY consiste à ne considérer que la première équation de la hiérarchie (2.9). Afin de rendre cette équation indépendante des autres équations de la hiérarchie, il faut exprimer la densité à deux corps en fonction de la densité à un corps. L'hypothèse la plus naturelle est celle des particules indépendantes. Sa justification trouve sa source, en physique nucléaire, dans le principe de Pauli et les propriétés de l'interaction nucléaire [Gom58].

### 2.2.1 Validité de l'hypothèse du champ moyen

Les approches de champ moyen reposent sur l'idée que l'interaction subie par un nucléon au sein du noyau peut être modélisée par un potentiel moyen créé par tous les autres nucléons. Le nucléon se comporte alors comme une particule indépendante dans un champ moyen effectif.

Cette hypothèse peut paraître en contradiction avec une interaction nucléaire forte et de courte portée avec un cœur dur très répulsif qui devrait donner lieu à des échanges rapides d'énergie et d'impulsion entre les constituants du noyau. Pourtant, la fonction d'onde de deux nucléons corrélés plongés dans un milieu nucléaire, représentée sur la figure 2.1, est très similaire à la fonction d'onde de deux nucléons sans interaction au delà de la distance dite de "guérison" ( $\approx 1,2$  fm). Celle-ci traduit l'atténuation de l'influence de l'interaction nucléon-nucléon (et notamment de son cœur dur). Etant donné que la distance moyenne entre les nucléons est  $d = \rho^{-1/3} = 1,8$  fm, les nucléons peuvent être considérés, en première approximation, comme des particules indépendantes.

Le peu d'influence de l'interaction nucléon-nucléon sur la fonction d'onde à deux corps est attribué à l'écrantage par les nucléons environnants. En effet, l'espace des phases accessible étant déjà occupé, les collisions entre nucléons sont bloquées par le principe de Pauli. Même si l'énergie de la collision permettait à un nucléon d'atteindre un niveau vide au-dessus du niveau de Fermi, la conservation de l'énergie impliquerait que l'autre nucléon aille dans un état d'énergie basse, donc bloqué par le principe de Pauli. Il s'ensuit que le libre parcours moyen du nucléon est de l'ordre de la taille du noyau [Boh69].

On peut d'ores et déjà voir certaines limites au champ moyen : pour des états excités ou pour des niveaux très proches du continuum, le principe de Pauli ne bloque pas suffisamment les états accessibles pour pouvoir garder l'approximation de particules indépendantes ; il en est de même pour des systèmes comprimés où la distance relative entre

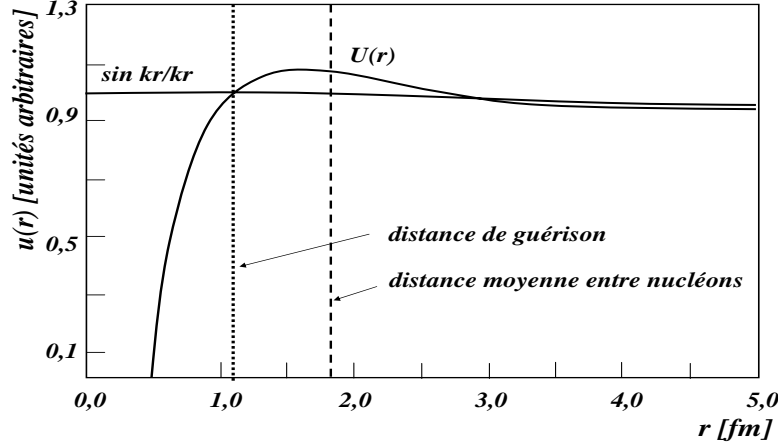


FIGURE 2.1 – Composantes radiales des fonctions d’onde corrélées ( $U(r)$ ) et non corrélées ( $\sin kr/kr$ ) à deux nucléons dans la matière nucléaire infinie.  $U(r)$  est obtenu en résolvant l’équation de Brueckner-Bethe-Goldstone avec le potentiel à cœur dur de Gammel-Thaler [Bru58]. La distance moyenne entre les nucléons est représentée ainsi que la “distance de guérison” qui correspond à la distance à partir de laquelle la fonction d’onde corrélée se comporte comme une fonction d’onde non corrélée.

les nucléons devient plus petite et les collisions sont plus fréquentes.

### 2.2.2 Les équations Hartree-Fock

Dans la théorie Hartree-Fock (HF) [Har28, Foc30], l’hypothèse du champ moyen conduit à exprimer la fonction d’onde du système de  $A$  nucléons indépendants par un seul déterminant de Slater :

$$|\Psi\rangle \approx |\Phi\rangle = \mathcal{A}\{|\alpha_1\rangle \dots |\alpha_A\rangle\} = \prod_{i=1}^A a_{\alpha_i}^\dagger |-\rangle \quad (2.10)$$

où  $a_{\alpha_i}^\dagger$  représente les opérateurs de création à une particule associés aux états occupés ( $n_i = 1$ ). La matrice densité à  $N$  corps devient, quant-à elle, un déterminant de Slater de densités à un corps :

$$\rho_{(1,\dots,n)} = \begin{vmatrix} \rho_1(1) & \dots & \rho_A(1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_1(A) & \dots & \rho_A(A) \end{vmatrix} \quad (2.11)$$

Ainsi, la matrice densité à deux corps est simplement le produit antisymétrisé des densités à un corps :

$$\rho_{12} = \rho_1 \rho_2 (1 - P_{12}) \quad (2.12)$$

où  $P_{12}$  est l'opérateur de permutation entre deux particules :  $P_{12}|ij\rangle = |ji\rangle$ . Cette simplification du problème entraîne que la théorie est adaptée à la description des degrés de liberté à un corps. Par contre, pour les observables à plusieurs corps, elle ne donne qu'une estimation.

La matrice densité à un corps associée au déterminant de Slater (2.10) est donnée par :

$$\rho(t) = \sum_{\alpha=1}^A |\alpha(t)\rangle \langle \alpha(t)| = \sum_{\alpha} n_{\alpha} |\alpha(t)\rangle \langle \alpha(t)| \quad (2.13)$$

où les  $n_{\alpha}$  représentent les nombres d'occupation des états  $|\alpha\rangle$  et  $n_{\alpha} = 0$  ou  $1$ .

En remplaçant la densité à deux corps par son expression (2.12) dans la hiérarchie BBGKY (2.9), on obtient, pour l'évolution de la densité à un corps :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d\rho_{ij}}{dt} &= [T, \rho_1]_{ij} + \text{Tr}_2[v_{12}, \rho_1 \rho_2 - \rho_2 \rho_1]_{ij} \\ &= \sum_k \langle i|T|k\rangle \rho_{kj} - \rho_{ik} \langle k|T|j\rangle \\ &\quad + \sum_{klm} \langle im|v_{12}|kl\rangle (\rho_{kj} \rho_{lm} - \rho_{km} \rho_{lj}) \\ &\quad - \sum_{klm} (\rho_{ik} \rho_{lm} - \rho_{il} \rho_{km}) \langle kl|v_{12}|jm\rangle \\ &= [h, \rho]_{ij} \end{aligned} \quad (2.14)$$

où on a introduit le hamiltonien Hartree-Fock :

$$\begin{aligned} h_{ij}[\rho] &= \langle i|h|j\rangle = \langle i|T|j\rangle + \sum_{kl} \langle ik|v_{12}|jl\rangle_A \rho_{lk} \\ &= \langle i|T|j\rangle + \sum_{\alpha} \langle i\alpha|v_{12}|j\alpha\rangle_A n_{\alpha} \\ h[\rho] &= T + \text{Tr}_2(\rho_2 \widetilde{v}_{12}(\rho)) \end{aligned} \quad (2.15)$$

La notation  $\widetilde{v}_{12}$  indique que l'interaction à deux corps est antisymétrisée. L'expression du hamiltonien Hartree-Fock,  $h$ , fait intervenir :

- un terme d'énergie cinétique
- un deuxième terme appelé “champ moyen” qui doit être déterminé de façon auto-cohérente avec  $\rho$ . Il a deux composantes : un terme direct qui correspond au potentiel créé en un point par les nucléons situés en tous les autres points du noyau et un terme d'échange, caché dans l'antisymétrisation de l'interaction à deux corps qui provient de l'indiscernabilité des nucléons.

Au final, on obtient les équations TDHF :

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [h[\rho], \rho] \quad (2.16)$$

### Cas statique

La forme stationnaire des équations TDHF conduit aux équations HF statiques :

$$[h, \rho] = 0 \quad (2.17)$$

La résolution de ces équations consiste à trouver un ensemble d'états à un corps occupés (et éventuellement inoccupés) pour lequel  $\rho$  et  $h$  sont diagonaux. Cet ensemble, appelé base Hartree-Fock, est noté  $|\alpha\rangle$  et les valeurs propres associées à  $h[\rho]$  sont dénotées par  $\epsilon_\alpha$ .

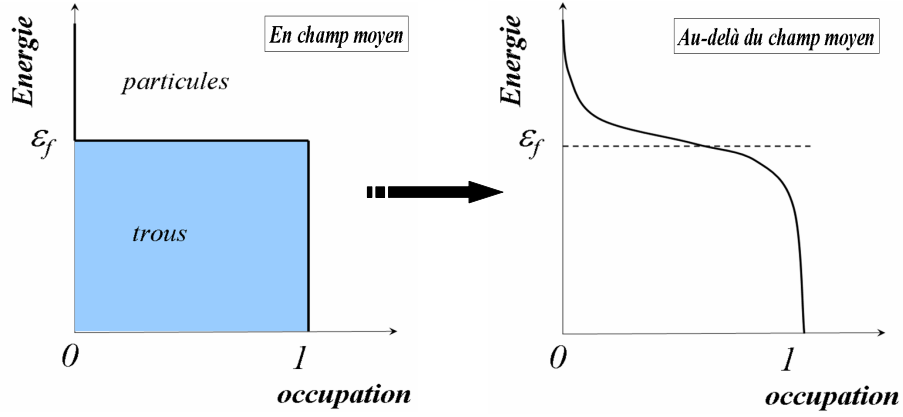


FIGURE 2.2 – Energie à un corps HF en fonction des nombres d'occupation : états de trous  $n_\alpha = 1$  et états de particule  $n_\alpha = 0$ .

L'état fondamental  $|\Phi_0\rangle$  est constitué de  $A$  nucléons occupant les états de plus basses énergies ( $\epsilon_\alpha < \lambda$  le niveau de Fermi). Ces états sont appelés “trous” (t) ( $n_\alpha = 1$ ) et les états non occupés ( $n_\alpha = 0$ ) sont appelés “particules” (p) (cf. figure 2.2). L'état fondamental peut aussi être défini comme le vide HF satisfaisant  $a_t^\dagger |\Phi_0\rangle = a_p |\Phi_0\rangle = 0$  et l'énergie HF vaut :

$$E_{HF} = \langle \Phi_0 | H | \Phi_0 \rangle = Tr(\rho_1 T) + \frac{1}{2} Tr(\rho Tr(\rho v_{12})) \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} &= \sum_{\alpha \in t} T_\alpha + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta \in t} \langle \alpha \beta | v | \alpha \beta \rangle \\ &= \sum_{\alpha \in t} \epsilon_\alpha - \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta \in t} \langle \alpha \beta | v | \alpha \beta \rangle. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Cette énergie n'est pas égale à la somme des énergies à un corps. Bien que l'état de départ soit un état de particule indépendantes, la théorie Hartree-Fock peut inclure des corrélations entre les particules. En effet, pour localiser les particules, on brise la symétrie par translation, des corrélations spatiales se créent. Une manière d'introduire des corrélations consiste donc à briser une symétrie (l'invariance par rotation par exemple, ou encore le nombre de particules dans les théories qui incluent l'appariement), en faisant attention de les restaurer.

### Propriétés de TDHF

**Propriétés de la densité à un corps :** La densité à un corps est associée au déterminant de Slater (2.10) et contient toute l'information sur le système de particules indépendantes. Il s'ensuit que  $\rho$  est un projecteur sur l'espace de Hilbert à une particule et vérifie la propriété [Bla86] :

$$\rho^2 = \rho \quad (2.20)$$

Cette propriété garantit la conservation du nombre de particules.

**Conservation de l'entropie :** Les équations TDHF conservent l'entropie à un corps,  $S(\rho)$ , au cours du temps. En effet :

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{d}{dt} \text{Tr} \rho \ln \rho = -\text{Tr}(\dot{\rho} \ln \rho + \rho) = -\text{Tr}([h, \rho](\ln \rho + 1)) = -\text{Tr}(h[\rho, \ln \rho + 1]) = 0$$

Cela implique que les phénomènes de dissipation dans l'espace réduit à un corps, provenant du couplage entre les états à un corps et les états à k corps, ne peuvent pas être pris en compte et la relaxation vers l'équilibre ne peut pas être décrite.

### La méthode de champ moyen : succès et limites

Un des succès de la méthode TDHF repose sur le fait que c'est une théorie complètement microscopique des réactions. A partir de la solution statique pour l'état fondamental, cette théorie couvre des vibrations et rotations du noyau jusqu'aux mouvements de grande amplitude comme la fission [Neg82], la fusion [Flo78], la formation de noyaux composés ou les collisions profondément inélastiques [Bon76].

Cependant, certains effets à deux corps sont négligés. Même s'ils sont supposés faibles à un instant donné, lors de l'évolution dynamique, ces effets s'accumulent et peuvent donner des contributions importantes. Dans TDHF, on ne peut jamais s'éloigner du déterminant de Slater. En effet, si on commence avec une densité d'états associée à un déterminant de Slater avec la propriété  $\rho^2 = \rho$ , on conserve cette densité :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}(\rho^2 - \rho) = i\hbar(\dot{\rho}\rho + \rho\dot{\rho} - \dot{\rho}) = [h, \rho^2 - \rho] = 0$$

Comme les corrélations influencent la dynamique à un corps, TDHF ne peut être prédictif que sur un temps très limité de l'ordre de 100 à 150 fm/c en fonction des systèmes nucléaires [Lic76]. Ces limitations conduisent à aller au-delà du champ moyen pour obtenir une meilleure description du système nucléaire.

## 2.3 Les approches dynamiques de champ moyen et au-delà

En général, le Hamiltonien du système peut être décomposé en :

- une partie de type champ moyen à un corps
- une partie résiduelle qui comprend toutes les corrélations au-delà du champ moyen et qui est négligée dans l'approche HF :

$$H|\Phi\rangle = \left( \sum_{i,j} h(i) + v_{res}(i,j) \right) |\Phi\rangle \quad (2.21)$$

où  $h(i)$  est le hamiltonien de champ moyen à une particule (équation 2.15) et  $v_{res} = H - \sum h(i)$  l'interaction résiduelle. Les degrés de liberté à un corps sont dominants et pris en compte dans le champ moyen. Mais des couplages aux degrés de liberté à deux corps existent [Rei94, Sur95]. Ces contributions peuvent être insérées à travers l'interaction résiduelle, au moins de façon partielle.

### 2.3.1 Influence des corrélations à deux corps

L'interaction résiduelle ressentie par un état de particules indépendantes de densité à un corps,  $\rho$ , peut toujours être exprimée sous la forme :

$$V_{res}[\rho] = \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \langle ij|(1-\rho_1)(1-\rho_2)v_{12}\rho_1\rho_2|kl\rangle_A a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l. \quad (2.22)$$

Cette écriture montre que ce terme peut être interprété comme une collision directe de deux états occupés (2 trous) vers des états inoccupés (2 particules). Elle met en évidence le caractère 2 particules-2 trous de l'interaction résiduelle. C'est cette partie de l'interaction qui va être responsable, en premier lieu, du départ de la théorie de champ moyen.

### Collisions à deux corps

Les collisions à deux corps sont importantes pour décrire la collision entre deux noyaux pour de grandes énergies de faisceaux. D'après la figure 2.3, à haute énergie incidente, le libre parcours moyen ( $\lambda$ ) du nucléon devient faible devant la distance entre les nucléons ( $d$ ). Cela reflète un régime fortement collisionnel. A l'opposé, pour les basses énergies, la dynamique est dominée par le champ moyen. Aux énergies intermédiaires qui nous intéressent, on se trouve dans un régime mixte de champ moyen avec des collisions à deux corps dont il faut tenir compte.

### Corrélations d'appariement

Dans le canal  $S=0$  et  $T=1$ , l'interaction résiduelle est attractive et relativement forte. Elle crée une énergie de liaison entre deux nucléons identiques de spins opposés et génère

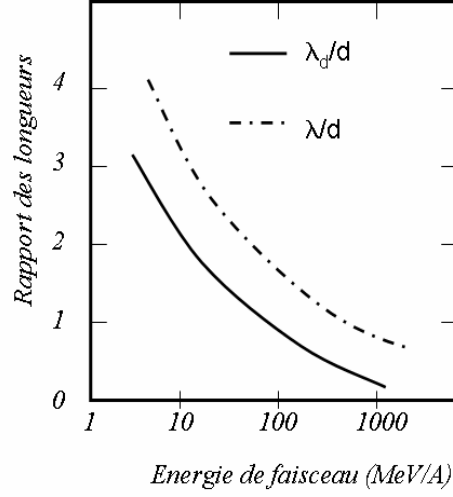


FIGURE 2.3 – Evolution du libre parcours moyen ( $\lambda$ ) et de la longueur d'onde de de Broglie ( $\lambda_d$ ) par rapport aux grandeurs caractéristiques du système ( $d$ = distance moyenne entre les nucléons) en fonction des énergies de faisceau [Sur95].

des paires de nucléons corrélés au sein du noyau. L'importance de l'appariement est mis en évidence expérimentalement par des effets pairs-impairs notamment en ce qui concerne les énergies de liaison des noyaux. Pour en avoir une description précise, il faut considérer non plus une fonction d'onde de particules indépendantes mais une fonction d'onde de paires indépendantes avec une énergie de corrélation entre les nucléons de la paire à déterminer.

### 2.3.2 Théorie de la matrice densité dépendante du temps (Time Dependent Density Matrix, TDDM)

#### Troncature au deuxième ordre de la hiérarchie BBGKY

Pour aller au-delà du champ moyen, il faut considérer les corrélations à deux corps entre les nucléons. Une méthode consiste à conserver une équation dynamique pour la matrice densité à un et à deux corps. Pour fermer les deux premières équations BBGKY (2.9), il faut trouver un schéma de troncature, c'est-à-dire exprimer la densité à trois corps  $\rho_{123}$  en fonction de  $\rho_{12}$  et  $\rho_3$ . Les corrélations entre particules sont prises en compte, au second ordre, à travers des opérateurs de corrélation définis par :

$$\rho_1 = \rho_1 \quad (2.23)$$

$$\rho_{12} = \rho_1 \rho_2 (1 - P_{12}) + C_{12} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \rho_{123} = & \rho_1 \rho_2 \rho_3 (1 - P_{13})(1 - P_{12} - P_{23}) + \rho_1 C_{23} (1 - P_{12} - P_{13}) \\ & + \rho_2 C_{13} (1 - P_{21} - P_{23}) + \rho_3 C_{12} (1 - P_{31} - P_{32}) + C_{123} \end{aligned} \quad (2.25)$$



où  $C_{12}$  est l'opérateur de corrélation à deux corps et  $C_{123}$  est l'opérateur de corrélation à trois corps. La hiérarchisation des corrélations fait apparaître  $C_{12}$  comme une correction au champ moyen et suggère une troncature simple de l'équation (2.9) : si le milieu est suffisamment dilué et l'interaction effective pas trop forte, les corrélations à trois corps peuvent être négligées.

### Equations TDDM

Avec l'hypothèse  $C_{123} = 0$ , la hiérarchie BBGKY se réduit aux équations de la théorie de la matrice densité dépendante du temps (TDDM) [Wan85] : une pour l'évolution de la densité à un corps et l'autre pour l'évolution des corrélations à deux corps.

$$i\hbar \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = [h_1, \rho_1] + Tr_2[v_{12}, C_{12}] \quad (2.26)$$

$$i\hbar \frac{\partial C_{12}}{\partial t} = [h_1 + h_2, C_{12}] + (1 - \rho_1)(1 - \rho_2)v_{12}\rho_1\rho_2(1 - P_{12}) - \rho_1\rho_2(1 - P_{12})v_{12}(1 - \rho_1)(1 - \rho_2) \quad \left. \vphantom{\frac{\partial C_{12}}{\partial t}} \right\} B \quad (2.27)$$

$$+ (1 - \rho_1 - \rho_2)v_{12}C_{12} - C_{12}v_{12}(1 - \rho_1 - \rho_2) \quad \left. \vphantom{\frac{\partial C_{12}}{\partial t}} \right\} P \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} &+ Tr_3[(v_{13} + v_{23}), C_{23}\rho_1(1 - P_{12} - P_{13})] \\ &+ Tr_3[(v_{13} + v_{23}), C_{13}\rho_2(1 - P_{12} - P_{23})] \\ &- Tr_2[v_{12}, C_{12}]\rho_2(1 - P_{12}) - Tr_2[v_{12}, C_{12}] \rho_1(1 - P_{12}) \quad \left. \vphantom{\frac{\partial C_{12}}{\partial t}} \right\} H \quad (2.29) \end{aligned}$$

où  $h_i$  représente le hamiltonien de champ moyen. La notation  $v_{13} = v^{(2)}(1, 3)$  a été utilisée, comme pour les densités.

L'évolution de la densité (2.26) comprend un terme d'évolution en champ moyen et un terme qui dépend des corrélations à deux corps. C'est ce dernier terme qui traduit l'influence des degrés de liberté à deux corps sur les degrés de liberté à un corps. De même, l'évolution des corrélations à deux corps contient un terme de champ moyen et trois autres termes nommés  $B$ ,  $P$  et  $H$  [Toh95] qui vont être détaillés dans les paragraphes suivants.

### Discussion critique sur la troncature de la hiérarchie et conservation du nombre de particules

Dans toutes les approches d'ordre  $k \geq 2$ , la troncature de la hiérarchie BBKGY repose sur le fait qu'on néglige les corrélations d'ordre supérieur :  $C_{1\dots n \geq k} = 0$ . C'est pourtant cette hypothèse qui entraîne la violation des relations de traces partielles (2.7) au cours du temps et donne lieu à des composantes non physiques pour la densité [Rei90], notamment les nombres d'occupation peuvent être supérieurs à 1 ou inférieurs à 0.

Par exemple, pour une troncature à l'ordre 2, on viole la relation de trace partielle (2.7) qui s'écrit pour  $C_{12}$  sous la forme :

$$Tr_2(C_{12}) = \rho_1^2 - \rho_1 \quad (2.30)$$

et qui provient de l'équation (2.24) entre la matrice densité à un et deux corps. Cette équation correspond à la conservation des fluctuations  $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$  et signifie que le nombre de particules n'est conservé qu'en moyenne. On peut noter que le membre de droite de l'équation (2.30) provient de l'antisymétrisation des fonctions d'onde. Il s'agit donc d'un effet purement quantique.

Dans le cas de TDHF, la condition (2.30) est remplie puisque  $\rho^2 = \rho$ , et TDHF ne quitte jamais l'espace où  $C_{12} = 0$ . Par contre à l'ordre 2, la relation (2.30) est violée au cours de l'évolution en temps. Pour satisfaire (2.30), il faudrait prendre en compte les corrélations à trois corps alors même que la troncature au second ordre suppose  $C_{123} = 0$ . C'est le terme d'échange de l'expression (2.30) qui introduit inévitablement des corrélations à tous les ordres et provoque la violation des relations de trace partielle. Dans la troncation au deuxième ordre, on obtient non pas la relation (2.30) mais :

$$-Tr_2(C_{12}) = \rho_1^2 - \rho_1 \quad (2.31)$$

avec le membre de droite qui est égal à l'opposé de celui de l'équation (2.30). Comme  $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \neq 0$ , les nombres d'occupation peuvent être inférieurs à zéro ou supérieurs à 1, mais le nombre moyen de particules,  $\langle N \rangle$ , est conservé. Afin de résoudre ce problème, il faudrait resommer les corrélations à tous les ordres. La méthode de l'exponentielle(S) [Coe60] pourrait être un guide pour trouver une solution [Rei90].

L'effet des corrélations à trois corps peut, tout de même, être simulé dans les équations à deux corps sans prendre en compte la dynamique à trois corps explicitement [Cas92]. Une méthode consiste à introduire des termes d'échange avec une quatrième particule dans les corrélations à trois corps :

$$C_{123} = Tr_4((1 - P_{14} - P_{24})\rho_{34}C_{12}) \quad (2.32)$$

Cette correction rajoute quelques termes à l'évolution de la matrice de corrélation  $C_{12}$  mais présente l'inconvénient de ne pas avoir les bonnes propriétés de symétrie et d'antisymétrie pour  $C_{12}$  [Ghe93]. Nous avons testé l'inclusion de ce terme supplémentaire sans voir de réelle différence. C'est pourquoi, par la suite, seuls les termes  $B$ ,  $P$  et  $H$  seront pris en compte dans les équations TDDM. Dans les paragraphes qui suivent, leur signification et leur importance vont être discutées.

### Terme de Born

Le terme  $B$  (2.27), ou terme de Born, représente le premier ordre des corrélations. Il rend compte des collisions à deux corps au sein du noyau. En effet, dans une approximation semi-classique, ce terme peut être réécrit comme :

$$B = \frac{g}{(2\pi\hbar)^9} \int W(12, 34) [(1 - f_1)(1 - f_2)f_3f_4 - (1 - f_3)(1 - f_4)f_1f_2] \quad (2.33)$$

avec  $f$  la transformée de Wigner de la densité qui représente la densité d'espace des phases et  $W(12, 34)$  le taux de collision :

$$W(12, 34) = \frac{4}{m^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4) \quad (2.34)$$

où l'on a fait un développement en  $\hbar$  et où  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  la section efficace de collision. Les termes  $\delta$  donnent la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Ecrit sous cette forme, on voit que le

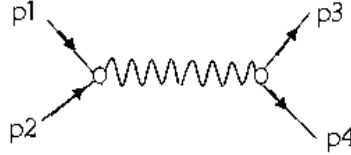


FIGURE 2.4 – Illustration de la collision entre deux niveaux occupés.

terme de Born correspond à des collisions 2 particules-2 trous (*cf.* figure 2.4). En effet, en vertu du principe de Pauli, la collision entre deux niveaux occupés peut seulement diffuser vers des niveaux vides. Considérer ces collisions permet de rendre compte, par exemple, de la dissipation dans un noyau.

Dans la théorie ETDHF, qui traite l'aspect quantique des collisions à deux corps au-delà du champ moyen, seul le terme de Born est conservé pour l'évolution des corrélations à deux corps :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho - [h(\rho), \rho] = I_{col} \quad \text{avec} \quad I_{col} = Tr_2(v_{12}C_{12} - C_{12}v_{12}) \quad (2.35)$$

$$i\hbar \frac{\partial C_{12}}{\partial t} = [h_1 + h_2, C_{12}] + B_{12}. \quad (2.36)$$

ETDHF est capable, en corrigeant la dynamique TDHF, de prédire des trajectoires moyennes dans l'espace des observables à un corps [Lac99]. Cependant, les fluctuations autour de ces trajectoires sont intéressantes notamment pour l'étude de la multifragmentation ou de la dynamique de la fission. Elles peuvent être introduites en remplaçant la dynamique du champ moyen étendu par un ensemble de trajectoires dans l'espace des phases à un corps, menant à la théorie Stochastic TDHF (STDHF)[Rei92, Ayi01, Lac04].

### Terme d'appariement P

Le deuxième terme (2.28),  $P$ , représente les corrélations particule-particule (ou trou-trou). Il permet d'établir un lien direct avec la théorie TDHFB [Bog58] qui prend en compte l'appariement au-delà du champ moyen en considérant des états produits de quasiparticules et non plus de particules.

Supposons que dans TDDM, on exprime les corrélations à deux corps sous forme séparable, de la manière que dans TDHFB :

$$C_{12} = \kappa^* \kappa \quad (2.37)$$

où l'on a introduit le tenseur d'appariement  $\kappa = \langle a_\beta a_\alpha \rangle$  qui donne la probabilité d'avoir une paire de fermions pour un couple d'états  $\alpha, \beta$ . Supposons qu'on ne garde que le terme P d'appariement (équation (2.28)) dans les équations TDDM [Toh04].

L'évolution de la matrice densité à un corps sous l'effet des corrélations à deux corps fait intervenir le terme :

$$\langle \alpha | Tr_2 [v_{12}, C_{12}] | \beta \rangle = \sum_{ijk} \langle \alpha i | v_{12} | jk \rangle \langle ij | C_{12} | \beta i \rangle - \langle \alpha i | C_{12} | jk \rangle \langle ij | v_{12} | \beta i \rangle \quad (2.38)$$

$$= \Delta_{\alpha i} \kappa_{\beta i}^* - \kappa_{\alpha i} \Delta_{\beta i}^* \quad (2.39)$$

où le champ d'appariement  $\Delta$  a été introduit. Il prend en compte les corrélations d'appariement de courte portée et mesure l'intensité de la corrélation d'appariement ressentie par la paire :

$$\Delta_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{kl} \langle ij | v_{12} | kl \rangle_A \kappa_{kl} \quad (2.40)$$

L'appariement n'est présent qu'au voisinage du niveau de Fermi dans un noyau à cause du blocage de Pauli pour les niveaux les plus profonds.

La première équation TDDM devient alors :

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [h[\rho], \rho] + \kappa \Delta^* - \Delta \kappa^* \quad (2.41)$$

où on a introduit le champ d'appariement défini par l'équation (2.40). On reconnaît l'équation d'évolution de la densité à un corps dans TDHFB (2.45).

L'évolution des corrélations à deux corps est, quant-à elle, donnée par :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dC_{ijkl}}{dt} &= i\hbar \left( \frac{d\kappa_{ij}}{dt} \kappa_{kl}^* + \kappa_{ij} \frac{d\kappa_{kl}^*}{dt} \right) \\ &= \sum_m [(h_{im} \kappa_{mj} + h_{jm} \kappa_{im}) \kappa_{kl}^* - (h_{mk} \kappa_{ml}^* + h_{ml} \kappa_{km}^*) \kappa_{ij}] \\ &\quad + \left[ \Delta_{ij} - \sum_\lambda (\Delta_{im} \rho_{jm} + \Delta_{mj} \rho_{im}) \right] \kappa_{kl}^* \\ &\quad - \left[ \Delta_{kl}^* - \sum_m (\Delta_{km}^* \rho_{ml} + \Delta_{ml}^* \rho_{mk}) \right] \kappa_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (2.42)$$

De cette évolution, on peut tirer l'évolution du tenseur d'appariement et de son complexe conjugué :

$$i\hbar\dot{\kappa}_{ij}(t) = \sum_m (h_{im}\kappa_{mj} + h_{jm}\kappa_{im}) + \Delta_{ij} + \sum_m (\Delta_{jm}^* \rho_{im} - \Delta_{im} \rho_{jm}) \quad (2.43)$$

$$-i\hbar\dot{\kappa}_{kl}^*(t) = \sum_m (h_{mk}\kappa_{ml}^* + h_{ml}\kappa_{km}^*) + \Delta_{kl}^* + \sum_m (\Delta_{lm}^* \rho_{mk} - \Delta_{km} \rho_{ml}). \quad (2.44)$$

Ces équations correspondent formellement aux équations TDHFB :

$$\begin{cases} i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t} = [h[\rho], \rho] + \kappa\Delta^* - \Delta\kappa^* \\ i\hbar\frac{\partial\kappa}{\partial t} = h\kappa + \kappa h^* + \Delta(1 - \rho^*) - \rho\Delta. \end{cases} \quad (2.45)$$

TDDM permet donc de retrouver TDHFB en supposant que la matrice des corrélations à deux corps est séparable et que seul le terme  $P$  intervient dans l'évolution. Cependant, dans l'évolution réelle (équation (2.42)), rien ne garantit que la matrice corrélation reste séparable au cours de l'évolution en temps.

### Terme de corrections d'ordre supérieur

Le dernier terme H (2.29) traite les corrélations d'ordre supérieur de type particule-trou. Dans les applications présentées par la suite, ce terme sera négligé [Wan85].

### TDDM dans une base à un corps

Les équations TDDM ne peuvent pas être résolues dans l'espace des coordonnées à trois dimensions à cause des limitations numériques, c'est pourquoi on les réécrit dans une base à un corps. On choisit la base qui satisfait :

$$i\hbar\frac{\partial|\alpha\rangle}{\partial t} = h|\alpha\rangle \quad (2.46)$$

où  $h$ , le hamiltonien de champ moyen, est calculé à partir de la densité à un corps issue de TDDM. La densité à un corps et les corrélations à deux corps se développent dans cette base sous la forme :

$$\rho = \sum_{\alpha,\beta} n_{\alpha\beta} |\alpha\rangle\langle\beta| \quad C_{12} = \sum_{\alpha,\beta,\alpha',\beta'} C_{\alpha\beta\alpha'\beta'} |\alpha\beta\rangle\langle\alpha'\beta'| \quad (2.47)$$

Les équations TDDM peuvent être réécrites dans cette base sous la forme [Toh04, Gon90] :

$$i\hbar\dot{n}_{\alpha\beta} = \sum_{\gamma\delta\sigma} \langle \alpha\sigma | v_{12} | \gamma\delta \rangle C_{\gamma\delta\beta\sigma} - C_{\alpha\delta\gamma\sigma} \langle \gamma\sigma | v_{12} | \beta\delta \rangle \quad (2.48)$$

$$i\hbar\dot{C}_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = B_{\alpha\beta\alpha'\beta'} + P_{\alpha\beta\alpha'\beta'} + H_{\alpha\beta\alpha'\beta'} \quad (2.49)$$

$$B_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = \sum_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4} \langle \lambda_1\lambda_2 | v_{12} | \lambda_3\lambda_4 \rangle_A [(\delta_{\alpha\lambda_1} - n_{\alpha\lambda_1})(\delta_{\beta\lambda_2} - n_{\beta\lambda_2})n_{\lambda_3\alpha'}n_{\lambda_4\beta'} - n_{\alpha\lambda_1}n_{\beta\lambda_2}(\delta_{\lambda_3\alpha'} - n_{\lambda_3\alpha'})(\delta_{\lambda_4\beta'} - n_{\lambda_4\beta'})] \quad (2.50)$$

$$P_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = \sum_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4} \langle \lambda_1\lambda_2 | v_{12} | \lambda_3\lambda_4 \rangle [(\delta_{\alpha\lambda_1}\delta_{\beta\lambda_2} - \delta_{\alpha\lambda_1}n_{\beta\lambda_2} - \delta_{\beta\lambda_2}n_{\alpha\lambda_1})C_{\lambda_3\lambda_4\alpha'\beta'} - (\delta_{\lambda_3\alpha'}\delta_{\lambda_4\beta'} - \delta_{\lambda_3\alpha'}n_{\lambda_4\beta'} - \delta_{\lambda_4\beta'}n_{\lambda_3\alpha'})C_{\alpha\beta\lambda_1\lambda_2}] \quad (2.51)$$

$$H_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = \sum_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4} \langle \lambda_1\lambda_2 | v_{12} | \lambda_3\lambda_4 \rangle [(\delta_{\alpha\lambda_1}(n_{\lambda_3\alpha'}C_{\beta\lambda_4\beta'\lambda_2} - n_{\lambda_3\beta'}C_{\beta\lambda_4\alpha'\lambda_2}) + \delta_{\beta\lambda_2}(n_{\lambda_4\beta'}C_{\alpha\lambda_3\alpha'\lambda_1} - n_{\lambda_4\alpha'}C_{\alpha\lambda_3\beta'\lambda_1}) - \delta_{\lambda_3\alpha'}(n_{\alpha\lambda_1}C_{\beta\lambda_4\beta'\lambda_2} - n_{\beta\lambda_1}C_{\alpha\lambda_4\beta'\lambda_2}) - \delta_{\lambda_4\beta'}(n_{\beta\lambda_2}C_{\alpha\lambda_3\alpha'\lambda_1} - n_{\alpha\lambda_2}C_{\beta\lambda_4\alpha'\lambda_1})] \quad (2.52)$$

## Bilan des applications de TDDM

Résoudre les équations TDDM directement s'avère très couteux en temps de calcul, car on traite explicitement les degrés de liberté à deux corps et on se retrouve confronté à des matrices de grande dimension. Pour cette raison, très peu d'applications de cette théorie ont été mises en oeuvre : elles se restreignent à l'étude de vibrations collectives [Bla92, Luo99, Toh02] et récemment un premier calcul de fusion a été publié [Toh02]. Une version de TDDM dans la limite des petites amplitudes a aussi été mise en oeuvre [Gon90, Gon90, Tak04].

Lorsque nous avons implémenté ces équations pour un calcul 3D, les temps de calculs étaient trop élevés, et la stabilité et les contraintes numériques rédibitoires. De plus, des problèmes de symétrie par renversement du temps apparaissaient de manière récurrente lors des diagonalisations de la matrice densité. Les problèmes de violation des relations de trace partielles évoqués au paragraphe 2.3.2 se faisaient aussi violemment ressentir. Les méthodes proposées pour résoudre ce problème [Cas92] n'ayant pas permis d'améliorer la situation, nous avons considéré une version simplifiée de TDDM, notée TDDM<sup>P</sup>, qui permettait à la fois d'avoir une meilleure compréhension physique des phénomènes inclus au-delà du champ moyen et d'obtenir une meilleure stabilité.

## 2.4 TDDM<sup>P</sup>

TDDM<sup>P</sup> permet de prendre en compte les effets physiques qui nous paraissent importants dans l'étude des noyaux peu liés et de réduire la taille des matrices. En partant du lien établi au paragraphe 2.3.2 et guidés par la théorie BCS (Bardeen, Cooper et Schrieffer) de l'appariement, nous avons considéré une version simplifiée de TDDM, notée TDDM<sup>P</sup> et qui est décrite ci-dessous. Elle permet de tirer avantage des symétries utilisées dans le code TDHF [Bon04] qui était à notre disposition.

### 2.4.1 BCS : Un guide pour la résolution approchée de TDDM

Bien que la théorie Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) prenne en compte les corrélations entre tous les états, l'appariement est dominant pour des paires de nucléons ayant des projections de spin opposées. C'est pourquoi dans l'approximation BCS (Bardeen, Cooper et Schrieffer) [Bar57], les paires sont uniquement constituées par des couples d'états symétriques par renversement du temps du type  $|\alpha\bar{\alpha}\rangle$ .

La fonction d'onde de paires est alors approchée par la fonction d'onde BCS :

$$|\phi_{BCS}\rangle = \prod_{i>0} (u_i + v_i a_{\alpha}^{\dagger} a_{\bar{\alpha}}^{\dagger}) |0\rangle \quad (2.53)$$

où les  $u_{\alpha}$  et  $v_{\alpha}$  sont des nombres réels positifs satisfaisant :  $u_i^2 + v_i^2 = 1$ .  $v_i^2$  représente la probabilité d'occuper l'état  $|i\rangle$  ou  $|\bar{i}\rangle$  alors que  $u_i^2$  est la probabilité que ces états soient inoccupés.

Dans cette approche, la densité à un corps et le tenseur d'appariement s'écrivent simplement :

$$\begin{aligned} \rho_{\bar{i}j} &= \rho_{ij} = v_i^2 \delta_{ij} = \rho_i \delta_{ij} \\ \kappa_{\bar{i}j} &= \kappa_{ji} = u_i v_i \delta_{ij} = \kappa_i \delta_{ij} \end{aligned}$$

et leur évolution est donnée par l'équation matricielle :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_i & \Delta_i \\ \Delta_i & -\epsilon_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_i \\ -v_i \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} u_i \\ -v_i \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

où  $\epsilon_i \delta_{ij} = h_{ij}$ . Les vecteurs propres solution de cette équation sont :

$$v_i^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\epsilon_i}{E_i} \right) \quad \text{et} \quad u_i^2 = 1 - v_i^2 \quad (2.55)$$

avec pour valeurs propres  $E_i = \sqrt{\epsilon_i^2 + \Delta_i^2}$ . Ces dernières équations (2.54) et (2.55) constituent les équations BCS.

Le lien entre les théories HFB et BCS est établi grâce à la décomposition de Bloch-Messiah-Zumino [Blo58, Zum62]. Celle-ci permet de montrer que HFB peut toujours être

ramené à une forme similaire aux équations BCS par un changement de base. Dans la base dite “canonique”, la densité  $\rho$  est diagonale alors que  $\kappa$  s’exprime sous sa forme canonique [Rin81]. Cependant, dans ce cas, les états  $|\alpha\rangle$  et  $|\bar{\alpha}\rangle$  ne sont plus nécessairement symétriques par renversement du temps.

### 2.4.2 Hypothèses et nouvelles équations

En se basant sur le lien établi au paragraphe 2.3.2 entre TDDM et TDHFB et sur les propriétés de BCS, nous avons fait l’hypothèse que les corrélations à deux corps entre les couples  $\langle\alpha\bar{\alpha}|$  et  $|\beta\bar{\beta}\rangle$  sont dominantes. Ainsi, seuls les termes  $\langle\alpha\bar{\alpha}|C_{12}|\beta\bar{\beta}\rangle$  et  $\langle\alpha\bar{\alpha}|v_{12}|\beta\bar{\beta}\rangle$  sont pris en compte pour la matrice des corrélations à 2 corps et pour l’interaction résiduelle. Dans le cadre de ces hypothèses, les équations TDDM pour l’évolution de la densité à un corps et des corrélations  $C_{12}$  deviennent, dans la base naturelle :

$$i\hbar \frac{d|\alpha\rangle}{dt} = h|\alpha\rangle \quad (2.56)$$

$$i\hbar \dot{n}_\alpha = 2i \sum_i \Im m \left( \langle\alpha\bar{\alpha}|v_{12}|i\bar{i}\rangle_A C_{i\bar{i}\alpha\bar{\alpha}} \right) \quad (2.57)$$

$$i\hbar \dot{C}_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} = B_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} + P_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} \quad (2.58)$$

$$B_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} = \langle\alpha\bar{\alpha}|v_{12}|\beta\bar{\beta}\rangle_A ((1-n_\alpha)^2 n_\beta^2 - (1-n_\beta)^2 n_\alpha^2)$$

$$P_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} = \sum_i \langle\alpha\bar{\alpha}|v_{12}|i\bar{i}\rangle_A (1-2n_\alpha) C_{i\bar{i}\beta\bar{\beta}} - \langle i\bar{i}|v_{12}|\beta\bar{\beta}\rangle_A (1-2n_\beta) C_{\alpha\bar{\alpha}i\bar{i}}$$

où  $n_\alpha$  représente les nombres d’occupation associés aux fonctions d’onde à une particule  $|\alpha\rangle$  et la densité s’écrit  $\rho = \sum_\alpha |\alpha\rangle n_\alpha \langle\alpha|$ .

Les hypothèses de travail simplifient nettement les équations (2.56), (2.57) et (2.58) :

- la matrice densité reste diagonale au cours de l’évolution dans la base des états  $|\alpha\rangle$  qui évoluent en champ moyen :  $\dot{n}_{\alpha\alpha'} = 0$  si  $\alpha \neq \alpha'$  car :

$$\begin{aligned} \langle\nu|\Delta\rho|\mu\rangle &= \langle\nu|Tr_2[v_{12}, C_{12}]|\mu\rangle \\ &= 2i\delta_{\mu\nu} \sum_\beta \Im m \langle\nu\bar{\nu}|v_{12}|\beta\bar{\beta}\rangle \langle\beta\bar{\beta}|C_{12}|\nu\bar{\nu}\rangle. \end{aligned} \quad (2.59)$$

- les nombres d’occupation sont diagonaux  $n_{\alpha\alpha'} = n_\alpha \delta_{\alpha\alpha'}$ .
- le terme  $H$  s’annule de sorte que seuls les termes  $B$  et  $P$  contribuent à l’évolution des corrélations à deux corps. Ainsi, on ne prend en compte que les effets de dissipation et les corrélations d’appariement dans cette approche. Les corrections d’ordre supérieur de type p-t sont négligées.
- seuls les termes de type  $\langle\alpha\bar{\alpha}|$  avec  $|\beta\bar{\beta}\rangle$  doivent être calculés.

Les équations (2.56), (2.57) et (2.58) constituent les équations que nous appellerons TDDM<sup>P</sup> et que nous allons mettre en œuvre par la suite



### 2.4.3 Propriétés et lois de conservation

Les propriétés de TDDM<sup>P</sup> restent inchangées par rapport à TDDM. La seule différence est que certains éléments de matrice sont nuls. Dans les paragraphes qui suivent, quelques rappels de ces propriétés sont donnés.

#### Propriétés de $C_{12}$

La matrice de corrélation  $C_{12}$  a les mêmes propriétés que dans TDDM, mais certaines de ses composantes sont nulles. Elle est hermitienne :  $C_{ijkl} = C_{klji}^*$  et antisymétrique :  $C_{ijkl} = -C_{jikl} = -C_{ijlk} = C_{jilk}$ . Chacun des termes B et P possèdent les mêmes propriétés.

#### Conservation du nombre de particules moyen

Les équations TDDM<sup>P</sup> conservent le nombre de particules en moyenne  $\langle N \rangle = \sum_{\alpha} n_{\alpha}$  [Toh87] :

$$\frac{d\langle N \rangle}{dt} = \sum_{\alpha} \frac{dn_{\alpha}}{dt} = \frac{2}{\hbar} \sum_{i\alpha} \Im m \langle \alpha \bar{\alpha} | v_{12} | i \bar{i} \rangle_A C_{i\bar{i}\alpha\bar{\alpha}} = 0 \quad (2.60)$$

car  $\sum_{i\alpha} \langle \alpha \bar{\alpha} | v_{12} | i \bar{i} \rangle_A C_{i\bar{i}\alpha\bar{\alpha}} \in \Re$ . De même les fluctuations associées au nombre de particules  $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$  sont conservées car :

$$\frac{d}{dt} \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = 0. \quad (2.61)$$

#### Conservation de l'énergie totale

L'énergie totale  $E_{tot} = Tr(\rho T) + \frac{1}{2} Tr(\rho_{12} v_{12}) = E_{HF} + E_{cor}$  est donnée par deux contributions :

- l'énergie HF pour les états à une particule

$$E_{HF} = Tr(\rho T) + \frac{1}{2} Tr(\mathcal{A} \rho_1 \rho_2 v_{12}) = \sum_{\alpha} (T_{\alpha\alpha} + U_{\alpha\alpha}) n_{\alpha} \quad (2.62)$$

- et l'énergie de corrélation générée par l'introduction des corrélations à deux corps [Gon90].

$$E_{cor} = \frac{1}{2} Tr(v_{12} C_{12}) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} \langle \beta \bar{\beta} | v_{12} | \alpha \bar{\alpha} \rangle \quad (2.63)$$

La conservation de l'énergie totale peut être vérifiée en calculant la dérivée par rapport au temps de chacune de ses composantes :

$$\begin{aligned}
\dot{E}_{HF} &= \sum_{\alpha} h_{\alpha} \dot{n}_{\alpha} + \sum_{\alpha} \frac{1}{i\hbar} \left[ \langle \alpha | [T, h] | \alpha \rangle + \frac{1}{2} \langle \alpha | [U, h] | \alpha \rangle \right] n_{\alpha} \\
&+ \sum_{\alpha} \langle \alpha | \dot{T} | \alpha \rangle + \frac{1}{2} \langle \alpha | \dot{U} | \alpha \rangle \\
&= \sum_{\alpha} h_{\alpha} \dot{n}_{\alpha} \\
\dot{E}_{cor} &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \dot{C}_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} \frac{d}{dt} \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle \quad (2.64)
\end{aligned}$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation (2.64) est nul lorsqu'on remplace  $\dot{C}_{12}$  par son expression (2.58). Quant-au second terme, il devient :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} \frac{d}{dt} \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle &= \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} (\langle \dot{\beta}\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle + \langle \beta\bar{\beta} | \dot{v}_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle) \\
&+ \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \dot{\alpha}\bar{\alpha} \rangle + \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\dot{\alpha}} \rangle \\
&= \frac{1}{2i\hbar} \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} (-2h_{\alpha} \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle + 2h_{\beta} \langle \beta\bar{\beta} | v_{12} | \alpha\bar{\alpha} \rangle) \\
&= - \sum_{\alpha} h_{\alpha} \dot{n}_{\alpha} \quad (2.65)
\end{aligned}$$

L'énergie totale est donc conservée à condition que la base à un corps que l'on utilise soit complète. Dans les applications numériques, la limitation du nombre d'états de l'espace à une particule engendrera de petites violations de la conservation de l'énergie totale.

#### 2.4.4 Discussion des hypothèses de travail

La théorie TDDM<sup>P</sup> possède quelques différences avec la théorie TDHFB ou TDBCS. Nous essaierons de les caractériser qualitativement dans les chapitres suivants, mais pour le moment, les différences formelles peuvent être discutées.

**Choix des états appariés :** Les paires  $|\alpha\bar{\alpha}\rangle$  sur lesquelles on projette sont des paires d'états symétriques par renversement du temps, seulement au début de l'évolution. Ce seront toujours ces états-là qui seront considérés comme appariés au cours de l'évolution, même si des phases liées à l'évolution en temps apparaissent.

**Corrélations :** Les corrélations à deux corps que l'on prend en compte dans TDDM<sup>P</sup> couvrent les collisions à deux corps permettant la diffusion des états  $|\alpha\bar{\alpha}\rangle$  vers les états  $|\beta\bar{\beta}\rangle$  et les corrélations d'appariement projetées sur les états  $|\alpha\bar{\alpha}\rangle$ . La matrice de corrélation est traitée dans cette projection sans aucune hypothèse sur sa séparabilité. En particulier, de ce point de vue, TDHFB et TDBCS apparaissent comme une restriction au cas où les corrélations sont séparables  $C_{12} = \kappa^* \kappa$ .

**Interaction :** Dans  $TDDM^P$ , les termes d'interaction sont du type  $\langle \alpha \bar{\alpha} | v_{12} | \beta \bar{\beta} \rangle$  car on suppose qu'ils sont dominants. Cependant, cette hypothèse n'est pas faite dans TDHFB mais dans TDHF+BCS. Si on considérait tous les termes de l'interaction dans  $TDDM^P$ , on obtiendrait des termes non-diagonaux pour les nombres d'occupation qui impliqueraient une diagonalisation très lourde.

**Densité et hamiltonien à un corps :** Dans notre calcul, la densité  $\rho$  reste diagonale dans la base HF qui évolue en temps. Les nombres d'occupation, issus des corrélations d'appariement et de la dissipation, sont réintroduits dans le champ moyen au cours du temps, mais la base reste la base qui diagonalise  $\rho$ . Or dans TDHFB, seule la base canonique permet d'avoir  $\rho$  diagonal mais elle ne permet pas de diagonaliser à la fois  $\rho$  et  $h$ . En ce sens  $TDDM^P$  est beaucoup plus proche de HF+BCS que de TDHFB.

Dans les paragraphes suivants, les résultats obtenus pour  $TDDM^P$  seront présentés et confrontés aux autres théories. Pour le moment, il est important de revenir sur un problème essentiel des approches microscopiques : l'interaction nucléon-nucléon ainsi que l'interaction résiduelle pour les théories au-delà du champ moyen.

## 2.5 Interactions

Le choix de l'interaction est crucial pour les approches microscopiques. De ce choix découlent toutes les propriétés des noyaux. Il s'agit, de fait, des seuls paramètres de ces modèles. De nombreuses interactions effectives ont été ajustées pour la partie champ moyen des calculs. Par contre, l'interaction résiduelle, dans le canal d'appariement notamment, reste sous une forme très épurée afin de pouvoir la mettre en oeuvre numériquement.

### 2.5.1 Interaction effective pour le champ moyen

Dans le cadre du champ moyen, le potentiel qui agit sur un nucléon est essentiellement la somme des interactions nucléon-nucléon de longue portée engendrées par l'ensemble des autres nucléons. Mais, on ne peut pas exclure que des nucléons puissent se trouver momentanément à des distances inférieures au cœur dur et diffusent l'un sur l'autre. L'interaction nucléon-nucléon nue ne peut pas être utilisée directement dans un calcul de champ moyen car le cœur dur provoque des divergences ou des résultats erronés. C'est pourquoi des interactions effectives qui intègrent l'effet du cœur dur de l'interaction nucléon-nucléon sont employées dans les théories de champ moyen [Mey03].

Les deux forces effectives les plus fréquemment employées dans les calculs champ moyen sont l'interaction de Skyrme [Sky56, Sky59] et l'interaction de Gogny [Gog75, Dec80]. La différence essentielle entre ces deux forces est que la partie centrale de la force de Gogny

est de portée finie alors que la force de Skyrme est de portée nulle. La force de Skyrme reste la plus utilisée, et quasiment la seule, dans les calculs TDHF, pour des raisons de simplicité mais aussi grâce au travail pionnier de Vautherin et Brink [Vau72]. Il s'agit d'une interaction de portée nulle qui s'exprime comme :

$$\begin{aligned}
V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}) && \text{terme central} \\
&+ \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \left[ \vec{p}^2 \delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r}) \vec{p}^2 \right] && \text{terme non-local répulsif} \\
&+ t_2(1 + x_2 p_\sigma) \vec{p}^1 \delta(\vec{r}) \vec{p} && \text{terme non-local attractif} \\
&+ \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho(\vec{R})^\alpha \delta(\vec{r}) && \text{terme dépendant de la densité} \\
&+ i W_0 \sigma \left[ \vec{p}^1 \delta(\vec{r}) \vec{p} \right] && \text{terme de spin-orbite}
\end{aligned} \tag{2.67}$$

avec les notations :  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$  la distance relative,  $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$  la distance moyenne,  $\vec{p} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$  le moment relatif agissant à droite,  $\vec{p}^1$  le complexe conjugué de  $\vec{p}$  le moment relatif agissant à gauche,  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$  et  $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1 \sigma_2)$  l'opérateur d'échange de spin. En plus du terme central et du terme de spin-orbite, apparaissent :

- le terme de dépendance en densité associée au paramètre  $\alpha$ . Celui-ci simule une force à trois corps si  $\alpha=1$
- des termes non locaux qui dépendent des vitesses et simulent une portée finie de l'interaction.

Paramètres	<i>SIII</i>	<i>SkM*</i>	<i>Sly4</i>
$t_0$	-1128.75	-2645.0	-2488.91
$t_1$	395.0	410.0	486.82
$t_2$	-95.0	-135.0	-546.39
$t_3$	14000.0	15595.0	13777.0
$x_0$	0.45	0.090	0.834
$x_1$	0.0	0.0	-0.344
$x_2$	0.0	0.0	-1.0
$x_3$	1.0	0.0	1.354
$\alpha$	1	1/6	1/6
$W_0$	120.0	130.0	123.0

TABLE 2.1 – Tableau des forces de Skyrme utilisées.

De nombreuses paramétrisations existent pour la force de Skyrme, celles que nous emploieront par la suite sont : SIII [Bei75] paramétrisée afin de reproduire au mieux les énergies de liaison et les rayons de charge des noyaux sphériques, SkM\* [Bar82] qui améliore la reproduction des énergies de liaison et Sly4 [Cha97] adaptée pour les noyaux instables

riches en neutrons. Les valeurs des paramètres associés à chaque force sont reportés dans le tableau 2.1.

### 2.5.2 Interaction résiduelle

Pour les théories au-delà du champ moyen, une interaction résiduelle spécifique entre en jeu. D'après les approches diagrammatiques, l'interaction résiduelle dans le canal  $^1S_0$  peut être découplée du champ moyen car elle n'a pas le même vertex que l'interaction dans le canal p-t [Dug03]. Par contre, pour le canal 2p-2t, la dérivation des équations ETDHF montre que l'on devrait utiliser la même force que pour le champ moyen. Seulement les forces effectives du type de Skyrme ou de Gogny sont très lourdes à mettre en oeuvre.

Comme on veut comparer TDDM<sup>P</sup> à des théories de type HFB, nous utilisons l'interaction résiduelle souvent retenue dans ce cas et donnée par :

$$v(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = v_0 \left( 1 - \alpha \left( \frac{\rho(\vec{r}_1)}{\rho_0} \right)^\beta \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.68)$$

avec  $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$  la densité normale et  $v_0 = -300 \text{ MeV.fm}^3$ . Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  permettent d'ajuster la dépendance en densité. Si  $\alpha$  est nul alors la force est simplement une force de volume. Par contre si  $\alpha=1$  et  $\beta=1$ , alors il s'agit d'une force de surface. Par ailleurs,  $v_0$  est ajusté pour rester le plus proche possible des interactions effectives. Il s'agit d'une force de contact permettant de prendre en compte l'influence du milieu nucléaire à travers la dépendance en densité. Cette force présente l'avantage d'être simple numériquement mais elle impose d'introduire une coupure artificielle dans l'espace des impulsions car elle peut coupler des états à un corps dans la mer de Fermi avec des états de particule de haute énergie et entraîner des divergences. Une force de portée finie résoudrait ce problème puisqu'elle introduirait une coupure naturelle dans l'espace des impulsions [Dug04] mais elle reste trop lourde à mettre en oeuvre numériquement dans TDDM<sup>P</sup>.

## 2.6 Méthodes numériques

La programmation des équations TDDM<sup>P</sup> repose sur le code TDHF de Paul Bonche [Bon04, Kim97] qui utilise l'interaction de Skyrme pour le calcul du champ moyen. Les corrélations au-delà du champ moyen ont été incluses en utilisant l'interaction (2.68). L'initialisation des noyaux dans leur état fondamental corrélé consiste, dans un premier temps, à considérer le noyau dans son état fondamental non corrélé, grâce au code HF. Puis, dans un deuxième temps, l'état fondamental corrélé est obtenu par une méthode dite "adiabatique", où l'interaction résiduelle est introduite progressivement.

### 2.6.1 Initialisation du noyau avec HF

L'initialisation du noyau dans son état fondamental non corrélé se fait grâce au code ev8 [Bon04]. La résolution des équations HF repose sur une méthode itérative. En effet, les équations HF ne sont pas un système linéaire d'équations aux valeurs propres car le champ moyen dépend de la densité. Cette non-linéarité permet à la méthode d'être auto-cohérente : le champ moyen est construit avec les  $|\alpha\rangle$  et ceux-ci sont les états propres du champ moyen.

La procédure consiste donc à choisir une forme de départ pour la matrice densité à un corps (ou, de manière équivalente, pour la fonction d'onde) avec laquelle on construit le champ moyen. Dans le programme utilisé pour initialiser les noyaux [Bon04], les fonctions d'onde d'un oscillateur harmonique de type Nilsson sont tout d'abord calculées. Elles servent, ensuite, de fonctions d'essai pour la première itération du code HF. On résout alors les équations pour trouver une nouvelle densité qu'on réinsère dans le calcul du champ moyen. Puis, à chaque itération, le champ moyen HF est calculé avec les nouvelles fonctions d'onde obtenues à l'itération précédente jusqu'à convergence.

La méthode de convergence utilisée est la méthode du temps imaginaire. Elle consiste à multiplier la fonction d'onde par un opérateur d'évolution à un corps dans un champ constant avec un temps imaginaire :  $e^{-\Delta t \hbar/\hbar}$ . Cette opération permet de réduire la contribution des états de haute énergie au profit des états de basse énergie et d'obtenir, au final, l'état fondamental du noyau.

### 2.6.2 Initialisation du noyau dans son état fondamental corrélé

#### Le théorème adiabatique de Gell-Mann-Low

Afin d'obtenir l'état fondamental corrélé d'un noyau en partant de son état fondamental HF, on utilise le théorème de Gell-Mann-Low ou théorème adiabatique [Gel51], comme dans les précédentes applications de TDDM [Toh95, Cas92]. Celui-ci stipule que l'état fondamental du Hamiltonien  $H$  (équation (2.1)) peut être obtenu en faisant évoluer les états propres  $|\alpha\rangle$  en introduisant progressivement l'interaction résiduelle du temps  $t=-\infty$  au temps  $t=0$ . Même s'il n'existe aucune preuve que cet état propre est nécessairement l'état fondamental du Hamiltonien total dans le cas du champ moyen auto-consistant, nous considérerons ici que c'est le cas.

En pratique, l'état fondamental corrélé est obtenu en faisant l'évolution à l'aide du code TDHF [Kim97]. Ce programme a été adapté afin d'inclure la partie au-delà du champ moyen de TDDM<sup>P</sup>. La méthode adiabatique est appliquée à chaque pas en temps en supposant que l'interaction résiduelle est introduite progressivement selon :

$$v = (1 - e^{-t/\tau})v(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (2.69)$$

où  $v(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  est donné par l'équation (2.68) et  $\tau$  donne l'ordre de grandeur de la vitesse à laquelle on introduit l'interaction résiduelle. Dans nos calculs,  $\tau$  est de l'ordre de 300 fm/c. Cette valeur de  $\tau$  est un compromis entre le temps de calcul et l'efficacité numérique de la méthode, comme nous allons le discuter par la suite.

### Résolution des équations TDDM<sup>P</sup>

Pour résoudre TDDM<sup>P</sup>, on utilise la méthode Runge-Kutta d'ordre 2 [RK271] déjà utilisée dans le code TDHF et adaptée afin de traiter la corrélation. L'évolution, entre  $t$  et  $t + \Delta t$ , des états, des nombres d'occupation et des corrélations à deux corps est alors calculée selon la procédure suivante, illustrée par la figure 2.5 :

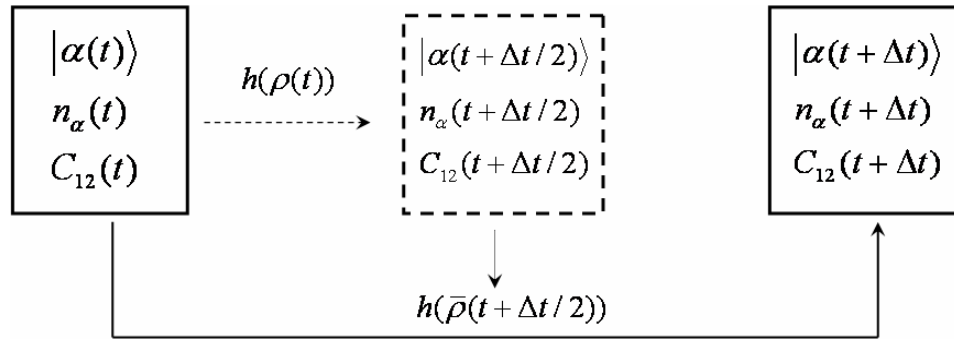


FIGURE 2.5 – Principe d'une évolution en temps dans TDDM .

1. les fonctions d'onde, les nombres d'occupation et les corrélations à deux corps sont propagés jusqu'au temps  $t + \Delta t/2$  à l'aide des équations TDDM<sup>P</sup> et des quantités calculées au temps  $t$  :

$$\begin{aligned} |\alpha(t + \Delta t/2)\rangle &= e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} h(t)} |\alpha(t)\rangle \\ n(t + \Delta t/2) &= n(t) + \Delta n [C_{12}(t), v_{12}(t)] \\ C_{12}(t + \Delta t/2) &= C_{12}(t) + \Delta C_{12} [n(t), v_{12}(t), C_{12}(t)] \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned} \Delta n(t) &= 2i\Delta t/2i\hbar \sum_i \Im m (\langle \alpha \bar{\alpha} | v_{12} | i \bar{i} \rangle_A C_{i \bar{i} \alpha \bar{\alpha}}(t)) \\ \Delta C_{12} &= \Delta t/2i\hbar (B(t) + P(t)) \end{aligned}$$

2. les fonctions d'onde, les nombres d'occupation et les corrélations sont ensuite pro-

pagés du temps  $t$  au temps  $t + \Delta t$  à partir des quantités intermédiaires selon :

$$\begin{aligned} |\alpha(t + \Delta t)\rangle &= e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} h(t + \Delta t/2)} |\alpha(t)\rangle \\ n(t + \Delta t) &= n(t) + \Delta n \left[ C_{12} \left( t + \frac{\Delta t}{2} \right), v_{12}(t) \right] \\ C_{12}(t + \Delta t) &= C_{12}(t) + \Delta C_{12} \left[ n \left( t + \frac{\Delta t}{2} \right), v_{12}(t), C_{12} \left( t + \frac{\Delta t}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

L'intérêt de cette méthode est qu'elle peut être facilement généralisée à des ordres supérieurs. Cependant, la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4 a été testée mais n'apporte pas d'amélioration notable.

### Paramètres du calcul numérique et choix de l'espace de valence

Comme le code TDHF sert de base à TDDM<sup>P</sup>, les paramètres assurant la convergence du code TDHF ont été conservés. Ainsi, le pas de réseau et le pas en temps de l'évolution étant reliés entre eux par la relation  $\Delta t \propto \Delta x^2$ , ils ont été pris de 0,8 fm et 0,45 fm/c respectivement. Ce sont les valeurs standards qui permettent de limiter la taille des fonctions d'onde à stocker et le temps de calcul des éléments de la matrice d'interaction.

Dans TDDM<sup>P</sup>, il existe de nouveaux paramètres numériques spécifiques aux corrélations :

- le paramètre  $\tau$  : comme on l'a vu, l'initialisation dans TDDM<sup>P</sup> nécessite d'introduire ce paramètre associé à la méthode adiabatique.
- l'espace à un corps : l'interaction résiduelle de type  $\delta$  utilisée implique des divergences en couplant vers des états de haute énergie. Il est donc nécessaire de couper l'espace des états de particules pour simuler une portée finie. Par ailleurs, TDDM<sup>P</sup> réalise l'évolution des états occupés et vides, il faut donc choisir les états qui participent à l'évolution. On peut, d'une part, définir un cœur qui n'évolue qu'en champ moyen et, d'autre part, couper sur le nombre d'états de particules qui participent à l'évolution.

Ces deux aspects seront discutés dans le chapitre suivant.

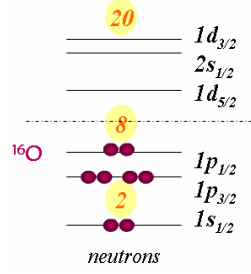
### 2.6.3 Tests de la méthode de convergence

#### Tests de la méthode

En guise de premier test de la méthode de convergence, nous avons étudié l'<sup>16</sup>O en considérant les orbitales s, p, d pour les neutrons et les protons. Dans le cas HF (état de départ), seules sont occupées les couches 1s et 1p et les autres couches sont vides (*cf.* figure 2.6). Il s'agit donc d'un calcul sans cœur avec un espace de valence coupé au-delà de la couche 1d<sub>3/2</sub>, soit 40 fonctions d'onde (20 pour les neutrons, 20 pour les protons) à traiter.

Pour obtenir la convergence vers l'état fondamental corrélé de l'<sup>16</sup>O, le choix du paramètre  $\tau$  est important dans l'approche adiabatique. Plusieurs valeurs du paramètre  $\tau$





ont été testées : 15 fm/c, 150 fm/c et 300 fm/c sur les figures 2.6, 2.7 et 2.8. Si  $\tau$  est inférieur à la période de l'énergie d'excitation 2p-2t ( $\sim 52$  fm/c pour l' $^{16}\text{O}$ ), des oscillations existent sur les nombres d'occupation et les énergies. En particulier, il est possible d'obtenir des nombres d'occupation supérieurs à 1 et inférieurs à 0. En prenant  $\tau$  supérieur à cette période, la convergence est assurée [Toh94, Toh95]. Ainsi,  $\tau = 150$  fm/c ou 300 fm/c donnent des résultats très similaires.

Sur la figure 2.6, on peut voir que les nombres d'occupation évoluent au cours du temps d'une distribution de type HF vers une distribution avec  $n_\alpha \neq 0,1$  reflétant les corrélations à deux corps qui sont prises en compte. L'évolution présente, tout d'abord, une phase de changement rapide (de 0 à  $t/\tau=3$ ) caractéristique du temps  $\tau$  utilisé pour introduire l'interaction résiduelle. Pendant cette phase, l'énergie totale n'est pas constante car l'interaction résiduelle augmente (cf figure 2.8). Ensuite, la convergence des nombres d'occupation est observée en moyenne et l'énergie totale devient constante. En ce qui concerne les énergies à un corps, elles sont stables tout au long de l'évolution (cf. figure 2.7). D'autre part, une énergie de corrélation apparaît au cours du temps et fait diminuer l'énergie totale du système. L'intensité de cette énergie dépend de l'espace de valence utilisé, elle est le reflet des corrélations.

## Résumé

Sur ce premier exemple de l' $^{16}\text{O}$ , la méthode adiabatique montre qu'elle permet de converger vers un état corrélé stable à condition d'introduire suffisamment lentement l'interaction résiduelle de sorte que le système reste adiabatique.

Au final, la théorie TDDM<sup>P</sup> qui a été présentée dans ce chapitre va permettre de traiter les corrélations à deux corps de type appariement et collision à deux corps directes dans le cadre d'une théorie de champ moyen. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la partie statique de ce modèle. La méthode numérique utilisée pour l'implémenter a

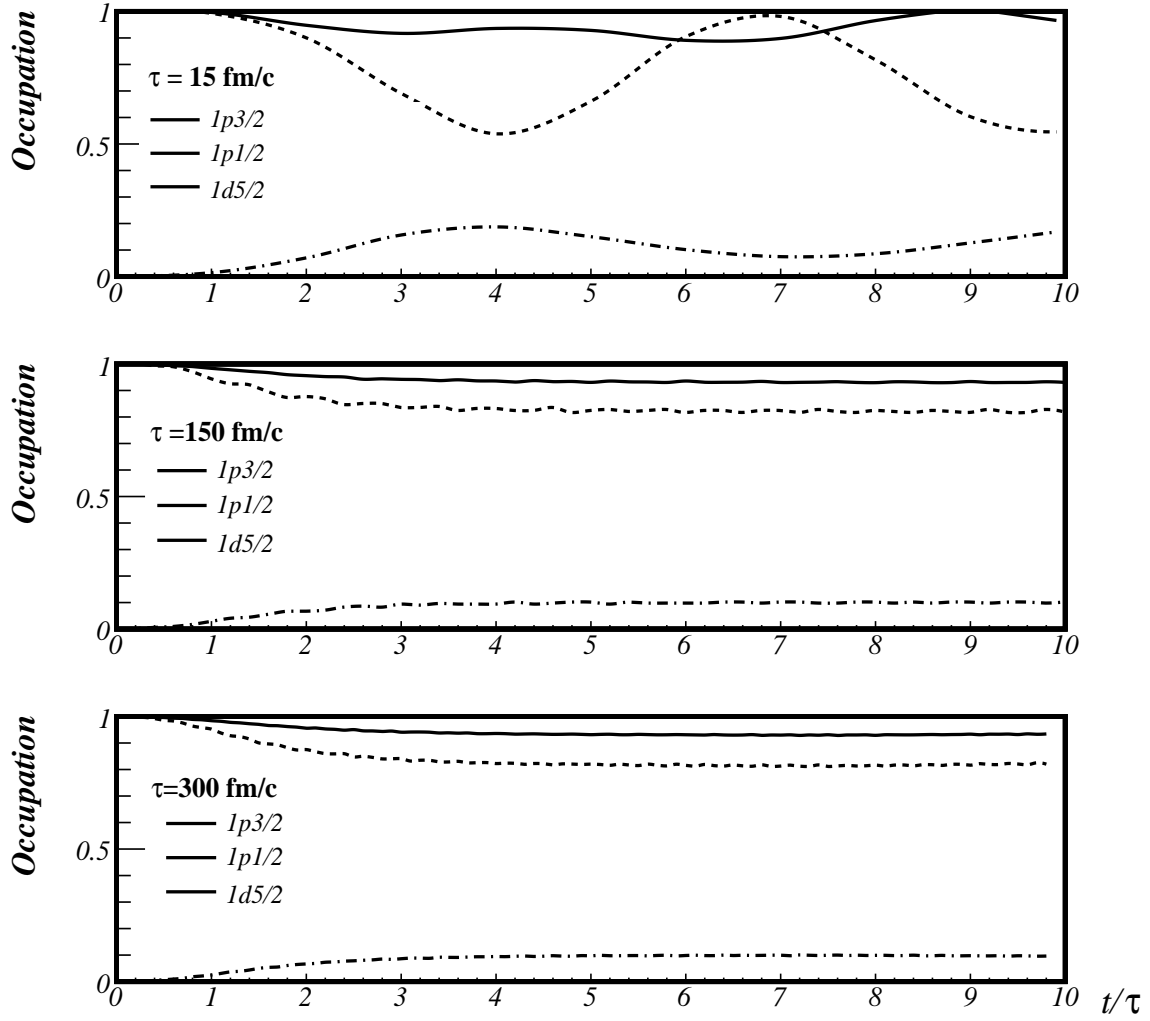


FIGURE 2.6 – Exemple d'évolution de nombres d'occupation en fonction de  $t/\tau$  dans TDDM<sup>P</sup> avec la méthode adiabatique pour l'<sup>16</sup>O en considérant les couches s, p, d pour différentes valeurs de  $\tau$  : 15, 150, 300 fm/c.

été adaptée au code TDHF préexistant. D'autre part, la méthode de convergence originale employée ici permet de tendre vers un état corrélé stable. Cette méthode est testée plus en détail dans le chapitre suivant pour la chaîne isotopique de l'oxygène. Par la suite, la dynamique des noyaux en collision et notamment l'influence des corrélations à deux corps seront étudiées.

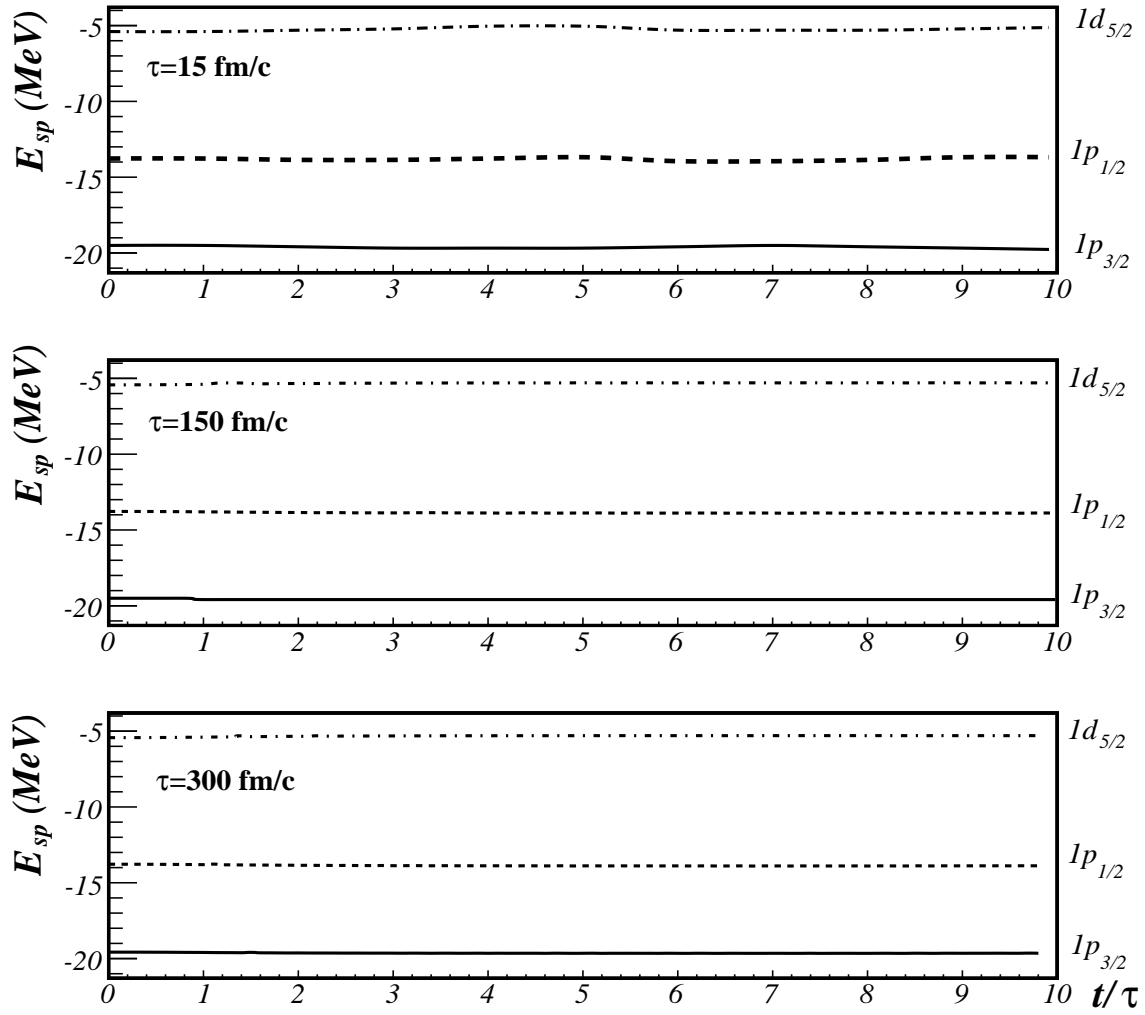


FIGURE 2.7 – Energies à un corps en fonction de  $t/\tau$  pour l' $^{16}\text{O}$  pour différentes valeurs de  $\tau$  : 15, 150, 300 fm/c.

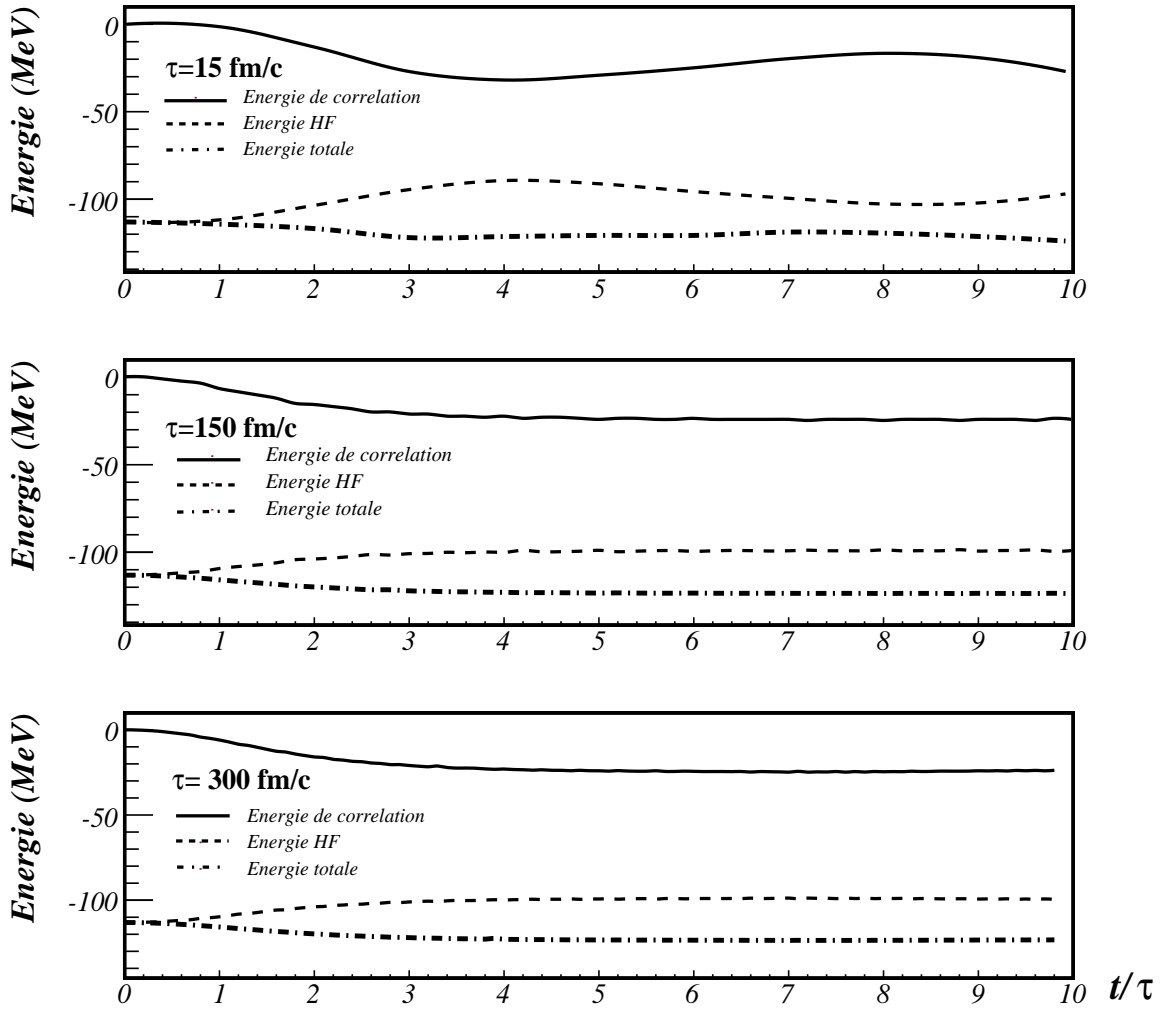


FIGURE 2.8 – Energie de corrélation, HF et totale en fonction de  $t/\tau$  pour l' $^{16}\text{O}$  dans TDDM<sup>P</sup> pour différentes valeurs de  $\tau$  : 15, 150, 300 fm/c.



## Chapitre 3

# Application de TDDM<sup>P</sup> à l'étude des corrélations dans la chaîne isotopique des oxygènes

Dans le chapitre précédent la théorie TDDM<sup>P</sup> a été présentée ainsi que sa mise en œuvre numérique. Nous allons maintenant nous intéresser aux applications de TDDM<sup>P</sup> sur la chaîne isotopique de l'oxygène pour obtenir les propriétés statiques de ces noyaux. Cette théorie offre une grande flexibilité dans ses applications. En particulier, on peut fixer plusieurs paramètres comme :

- la forme de l'interaction résiduelle,
- un cœur inerte, c'est-à-dire un ensemble d'états qui ne participent pas aux corrélations ( $C_{12} = 0$ ) et dont l'occupation reste égale à 1 (cf. figure 3.1),

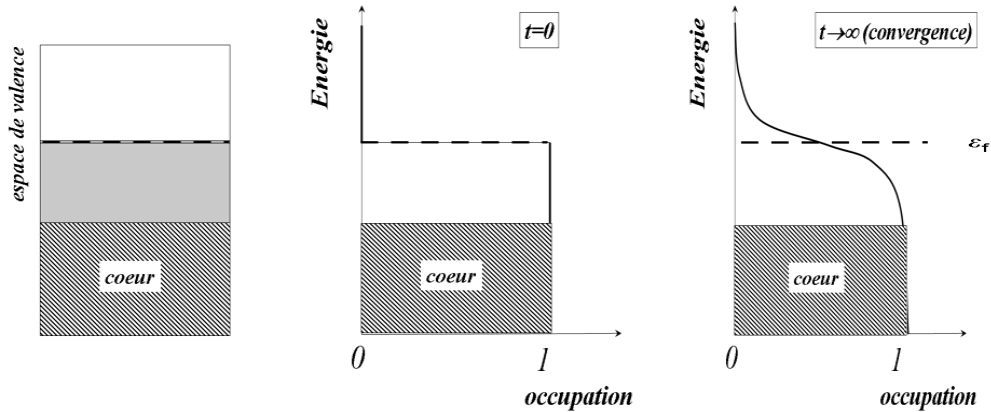


FIGURE 3.1 – Energies à un corps des neutrons en fonction de l'occupation des états à  $t=0$  (HF) et après convergence dans TDDM<sup>P</sup>. A gauche sont représentés le cœur et l'espace de valence constitué d'états de particules et de trous.



introduit l'interaction résiduelle, c'est-à-dire lorsque  $\tau$  augmente (*cf.* figure 3.3). Quelle que soit sa valeur, la valeur asymptotique moyenne des nombres d'occupation reste la même. Dans le cas extrême où  $\tau$  tend vers l'infini, les oscillations devraient disparaître complètement car la méthode est parfaitement adiabatique.

Elles peuvent, néanmoins, affecter les observables, comme montré sur la figure 3.4 pour le rms, nous discuterons de leur impact dans le paragraphe (3.1.2).

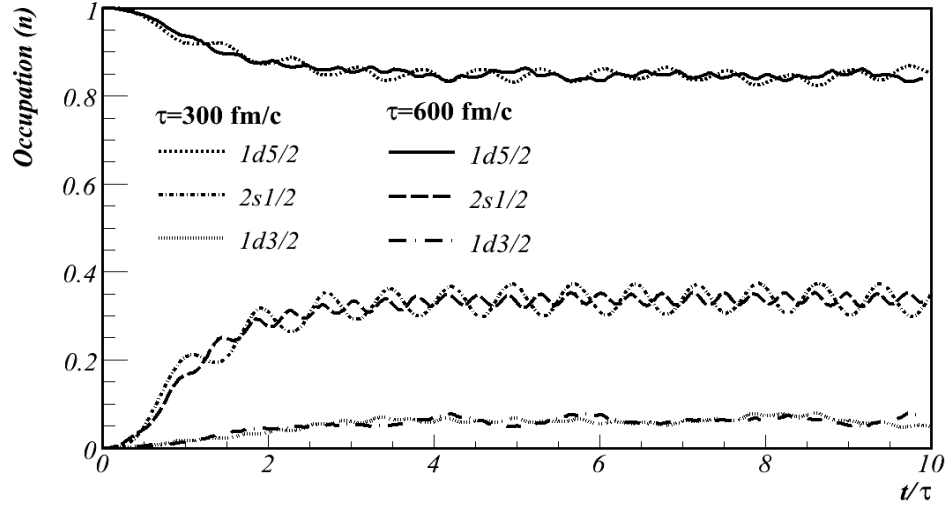


FIGURE 3.3 – Evolution des nombres d'occupation de l' $^{22}\text{O}$  avec un cœur d' $^{16}\text{O}$  en fonction du temps pour deux valeurs de  $\tau$  différentes (300 et 600 fm/c).

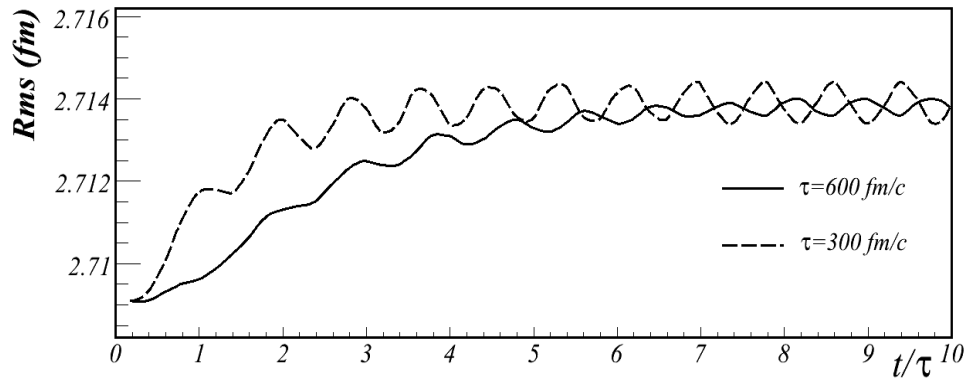


FIGURE 3.4 – Evolution du rms de l' $^{22}\text{O}$  avec un cœur d' $^{16}\text{O}$  en fonction du temps pour deux valeurs de  $\tau$  différentes (300 et 600 fm/c).

Afin de mieux comprendre l'origine des oscillations, dans le paragraphe suivant, nous utilisons une analogie avec un système à deux niveaux couplés.



### 3.1.1 Système à deux niveaux

Lorsque l'on se restreint à seulement deux niveaux dans l'espace de valence, un occupé, l'autre vide, les figures 3.3 et 3.5 suggèrent que les oscillations de la couche 2s<sub>1/2</sub>, initialement vide, sont en phase avec celles de la 1d<sub>5/2</sub>, initialement occupée. De plus, l'amplitude des oscillations pour la couche 1d<sub>5/2</sub> est plus petite que celle de la couche 2s<sub>1/2</sub>. Or la couche 1d<sub>5/2</sub> contient 3 paires de neutrons qui se couplent à la paire de neutron unique de la couche 2s<sub>1/2</sub>. Cela conduit à penser que l'on n'a pas convergé vers les véritables fonctions d'onde stables du système et qu'il reste une petite proportion de mélange de plusieurs états propres.

Afin de mieux comprendre cet effet, on peut faire l'analogie entre notre problème et un système à deux niveaux équivalent dans le cadre de la théorie BCS en supposant que chaque niveau n'est dégénéré que deux fois. L'espace de valence est réduit à deux niveaux d'énergie constante ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ) (cf. figure 3.5) et le gap d'appariement est supposé constant.

Supposons que les fonctions d'onde stables  $|\Phi_1\rangle$  et  $|\Phi_2\rangle$  sont des mélanges des fonctions d'onde  $|\phi_1\rangle$  et  $|\phi_2\rangle$  obtenues par le calcul. Dans une vision simplifiée, les coefficients de mélange  $C_1$  et  $C_2$  tels que  $|\phi_1(t)\rangle = C_1(t)|\Phi_1\rangle + C_2(t)|\Phi_2\rangle$  doivent obéir à l'équation de couplage générale :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & \tilde{C} \\ \tilde{C} & \epsilon_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

où  $\tilde{C}$  représente l'intensité du couplage entre les états  $|\phi_1\rangle$  et  $|\phi_2\rangle$ .

Dans le cadre de la théorie BCS [Blo76]

(cf. annexe ??), l'intensité du couplage  $\tilde{C}$  des équations (3.1) peut être remplacée par le gap d'appariement moyen  $\bar{\Delta}_i$  associé au niveau  $i$ . Dans le cas de la couche 1d<sub>5/2</sub>, il peut être estimé, dans TDDM<sup>P</sup>, par :

$$\bar{\Delta}_{1d5/2} = \frac{2E_{cor}/6}{6\sqrt{n_{1d5/2}(1 - n_{1d5/2})}} \quad (3.2)$$

où  $E_{cor}$  est l'énergie de corrélation et  $n_{1d5/2}$  l'occupation de la couche 1d<sub>5/2</sub> (cf. annexe ??).

Ce modèle schématique permet de retrouver le bon ordre de grandeur pour la période d'oscillation des nombres d'occupation ainsi que pour leur amplitude en utilisant l'énergie de corrélation et les nombres d'occupation moyens déduits du calcul TDDM<sup>P</sup> (cf. tableaux 3.1 et 3.2). En effet, les nombres d'occupation moyens issus de TDDM<sup>P</sup> sont de 0,89 et 0,31 alors qu'en utilisant le modèle à deux niveaux, les nombres d'occupation des états propres de la densité sont respectivement 0,90 et 0,29. De même, les amplitudes d'oscillations obtenues dans TDDM<sup>P</sup> sont de 0,07 et de 0,09 d'après les calculs BCS. La période des

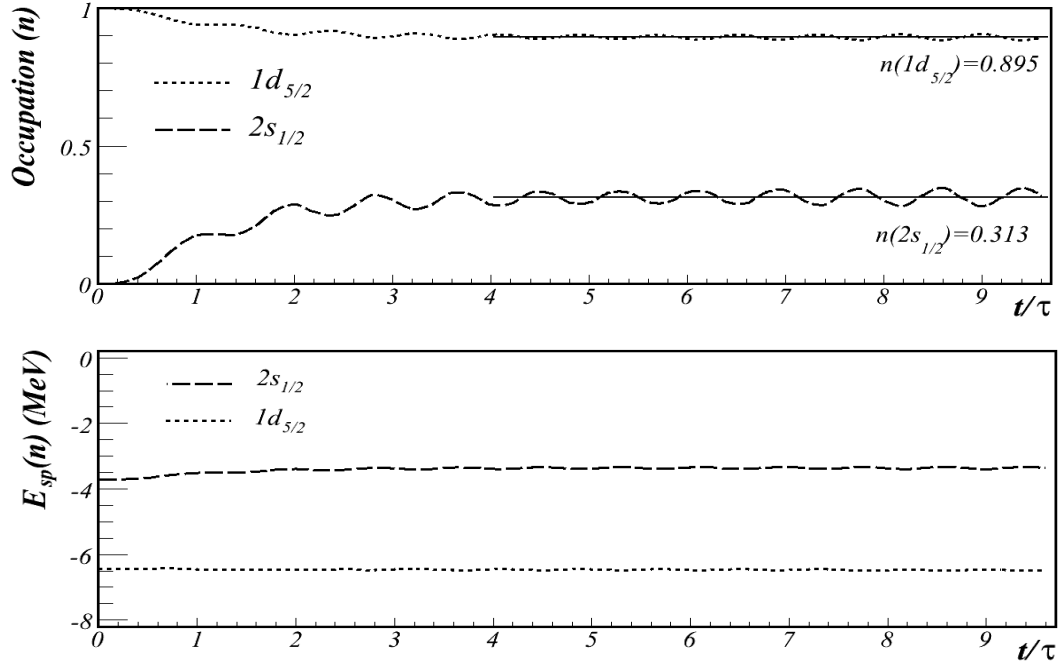


FIGURE 3.5 – En haut : Evolution des nombres d’occupation pour l’ $^{22}\text{O}$  avec deux niveaux : la couche  $1d_{5/2}$  pleine et la couche  $2s_{1/2}$  vide. Les droites représentent des ajustements des nombres d’occupation moyens. En bas : Evolution des énergies à un corps en fonction de  $t/\tau$ .

oscillations est donnée par :

$$T = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{4\bar{\Delta}^2 + \delta\epsilon^2}} \quad (3.3)$$

où  $\delta\epsilon$  dénote la différence d’énergie entre les deux niveaux. Pour l’ $^{22}\text{O}$ , la période des oscillations trouvée est de 190 fm/c. Sur la figure 3.5, la période d’oscillation peut être estimée à 220 fm/c. Le modèle schématique à deux niveaux donne donc le bon ordre de grandeur.

$^{22}\text{O}$	$E_{sp}(\text{MeV})$	$\bar{\Delta}_i(\text{MeV})$	$\bar{n}_\alpha$ (TDDM $^P$ )	$\bar{n}_\alpha$ (BCS)
$1d_{5/2}$	-6,48	-0,73	0,89	<b>0,90</b>
$2s_{1/2}$	-3,36	-4,37	0,31	<b>0,29</b>

TABLE 3.1 – Energies à un corps, gap d’appariement moyen et nombres d’occupation moyens estimés par TDDM $^P$  pour l’ $^{22}\text{O}$ . Les nombres d’occupation estimés par le modèle à deux niveaux avec BCS sont donnés à droite.

	Amplitude (TDDM <sup>P</sup> )	Amplitude (BCS)	Période (TDDM <sup>P</sup> )	Période (BCS)
<sup>22</sup> O	0,07	0,09	240 fm/c	190 fm/c

TABLE 3.2 – Amplitude et période des oscillations dans TDDM<sup>P</sup> et dans le cadre du modèle à deux niveaux.

Malheureusement l'analogie avec la théorie BCS n'a pas permis de trouver une technique pour réduire les oscillations des nombres d'occupation. Cependant, cette approche permet de comprendre que l'amplitude des oscillations est directement reliée à l'espace-ment en énergie des deux niveaux et, dans une moindre mesure, à l'intensité du gap moyen d'appariement. Ainsi le problème des oscillations n'apparaît que très peu pour l'<sup>16</sup>O qui est un noyau doublement magique avec un gap important ( $\sim 8$  MeV) entre son dernier niveau occupé et son premier niveau vide. Par contre, pour l'<sup>22</sup>O et l'<sup>24</sup>O, les couches 2s et 1d sont très proches (le gap est de l'ordre de 3 MeV) autorisant des transitions non adiabatiques. Les transitions entre ces deux états ne sont donc pas terminées après un temps de l'ordre de 300 fm/c [Toh95].

### 3.1.2 Observables

Même si l'on comprend l'origine des oscillations, il est important de voir si elles peuvent affecter les observables et donc les résultats. Pour l'extraction des grandeurs physiques qui nous intéressent, les observables importantes sont :

- la densité à un corps comme dans TDHF :

$$\rho_1(\vec{r}) = \sum_{\alpha} \int d\vec{r} n_{\alpha} |\phi_{\alpha}(\vec{r})|^2 \quad (3.4)$$

où  $\phi_{\alpha}(\vec{r})$  représente la fonction d'onde à un corps associée au ket  $|\alpha\rangle$ .

- et les corrélations à deux corps :

$$C_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \sum_{\alpha, \beta} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \phi_{\alpha}(\vec{r}_1) \phi_{\bar{\alpha}}(\vec{r}_2) \langle \alpha \bar{\alpha} | C_{12} | \beta \bar{\beta} \rangle \phi_{\beta}^*(\vec{r}_1) \phi_{\bar{\beta}}^*(\vec{r}_2) \quad (3.5)$$

car elles permettent de reconstituer la densité à deux corps :

$$\rho_{12} = \rho_1 \rho_2 (1 - P_{12}) + C_{12} \quad (3.6)$$

donc d'obtenir les valeurs moyennes des observables à deux corps.

### Densité à un corps

Stabilité vis à vis de la méthode adiabatique :

Les figures 3.6 et 3.7 représentent la densité à un corps à une et deux dimensions à deux temps  $t/\tau$  différents, une fois que l'interaction résiduelle est branchée. La densité est stable, seules de petites fluctuations apparaissent pour des densités de l'ordre de  $10^{-8}$ . Donc, même si les nombres d'occupation oscillent, la densité reste relativement stable. De petites oscillations persistent tout de même sur les observables, comme on l'a vu sur la figure 3.4. A titre de comparaison, la densité HF est aussi représentée sur la figure 3.6. TDDM<sup>P</sup> conduit à une densité un peu différente de celle obtenue par HF, avec une densité légèrement plus élevée à partir de 5 fm. En effet, la densité de matière est plus importante loin du cœur d' $^{16}\text{O}$  dans TDDM<sup>P</sup> que dans HF à cause de l'interaction résiduelle entre les neutrons.

Cet effet s'accroît lorsque la taille de la boîte augmente (*cf.* figure 3.8) mais ne conduit pas à la formation d'un gaz comme dans BCS, même si on considère des états dans le continuum [Dob84].

*Stabilité vis à vis de la taille de boîte :*

Les nombres d'occupation moyens et l'énergie de corrélation obtenus pour différentes tailles de boîte (16, 32 et 48 fm) sont reportés dans le tableau 3.3. Pour les boîtes de 32

$^{22}\text{O}$	boîte 16 fm	boîte 32 fm	boîte 48 fm
$n_{1d5/2}$	0,898	0,897	0,897
$n_{1d5/2}$	0,306	0,308	0,308
$E_{cor}$ (MeV)	-4,08	-4,01	-4,01

TABLE 3.3 – Energie de corrélation et nombres d'occupation moyens pour l' $^{22}\text{O}$  en fonction de la taille de la boîte utilisée.

et 48 fm, les résultats sont identiques et dans tous les cas, la boîte influence très peu le résultat, ce qui est rassurant quant à la convergence des calculs.

### Corrélations à deux corps

La stabilité des corrélations est aussi très importante pour l'estimation des observables à deux corps. Afin d'obtenir une représentation plus simple des corrélations à deux corps, les coordonnées de Jacobi (*cf.* figure 3.9) sont utilisées avec  $\vec{r} = (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$  et  $\vec{R} = 1/2(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$ . Ainsi, par exemple, pour une configuration de type di-neutron, on attend une corrélation forte pour une distance relative  $r$  faible et une distance moyenne grande. Inversement, pour une configuration cigare, la corrélation est forte pour une distance moyenne faible et une distance relative grande. Les deux situations sont représentées de manière schématique sur la figure 3.10. Pour extraire la corrélation à une dimension, la valeur de la distance moyenne,  $R$ , est fixée et la corrélation est représentée en fonction de la distance relative,

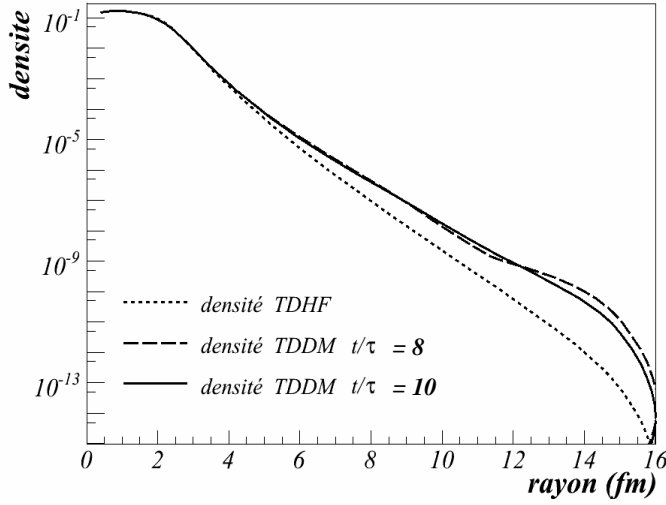


FIGURE 3.6 – Densité à un corps pour l' $^{22}\text{O}$  avec un cœur d' $^{16}\text{O}$  à différents temps au cours de l'évolution et comparée au calcul HF

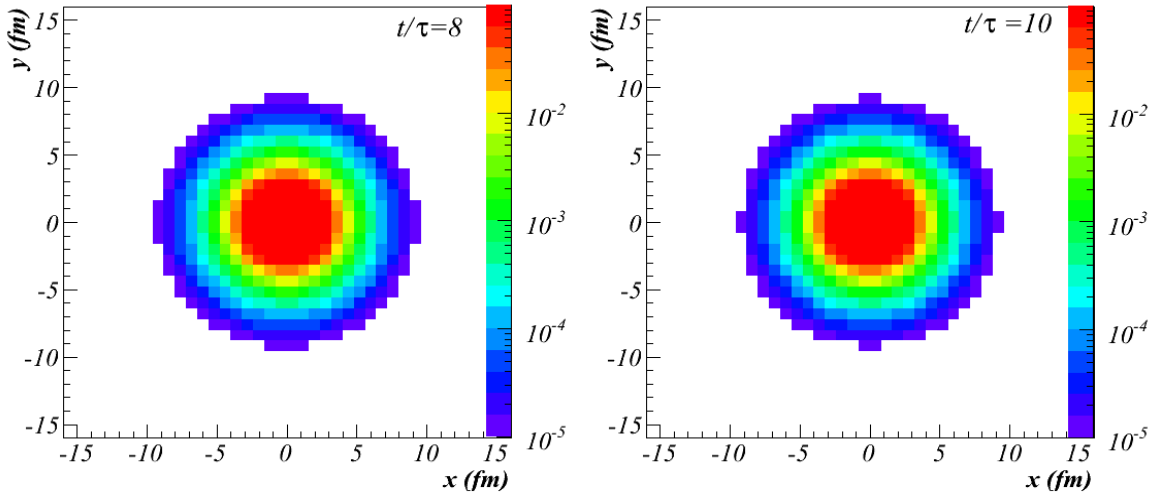


FIGURE 3.7 – Densité à 2 dimensions au temps  $t/\tau=8$  et 10 dans  $\text{TDDM}^P$ .

*r.* La figure 3.10 représente, de manière schématique, la fonction de corrélation attendue pour deux neutrons dans une configuration de type di-neutron ou cigare. Une fonction de corrélation réaliste obtenue dans le calcul est présentée sur la figure 3.11. Dans le cas de l' $^{24}\text{O}$  avec un cœur d' $^{16}\text{O}$ , 8 neutrons participent aux corrélations. On peut constater que la corrélation change peu entre les différents pas en temps montrant la stabilité de calculs malgré les oscillations des nombres d'occupation. La densité à deux corps est donc, elle aussi, relativement stable. Ainsi, bien que les oscillations sur les nombres d'occupation persistent, il semble que leur rôle sur les observables reste faible.

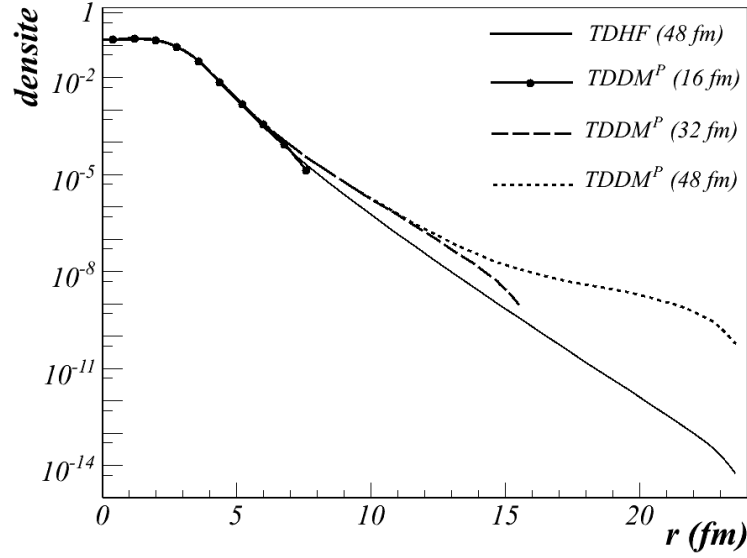


FIGURE 3.8 – Evolution de la densité d'un noyau d' $^{22}\text{O}$  en fonction de la taille de la boîte. La densité est représentée en fonction du rayon en fm qui n'excède pas la moitié de la taille de la boîte choisie.

### 3.1.3 Comparaison entre $\text{TDDM}^P$ statique et HFB

Comme nous l'avons vu lors de l'analogie avec le système à deux niveaux, on peut calculer un gap d'appariement effectif dans  $\text{TDDM}^P$ . Cette grandeur peut être estimée dans des théories telles que HFB ou dans les applications précédentes TDDM et fournir un élément de comparaison avec  $\text{TDDM}^P$ . Dans HF+BCS, le gap d'appariement effectif est donné par :

$$\bar{\Delta} = \frac{\sum_{\alpha} u_{\alpha} v_{\alpha} \Delta_{\alpha}}{\sum_{\alpha} u_{\alpha} v_{\alpha}}$$

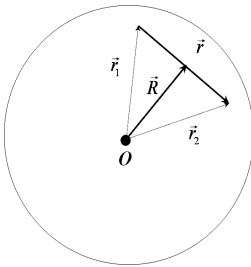


FIGURE 3.9 – Coordonnées de Jacobi pour les corrélations à deux corps. Le centre 0 est pris comme le centre de masse de l'ensemble et la coordonnée  $\vec{r}$  représente la distance relative entre les 2 points choisis alors que  $\vec{R}$  représente la distance entre le centre, 0, et le centre de masse des deux points de coordonnées  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$ .

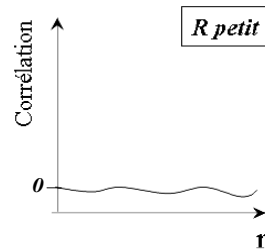
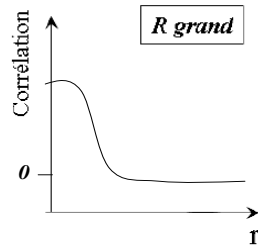
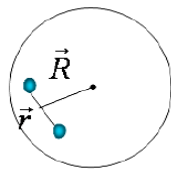
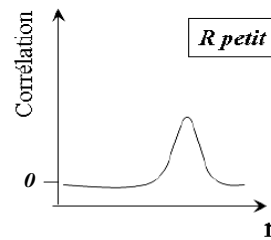
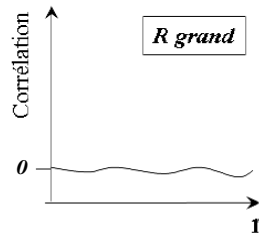
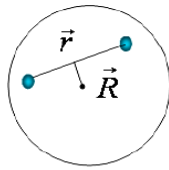
• Di-neutron• Cigare

FIGURE 3.10 – Représentation schématique des corrélations à une dimension. Pour une configuration di-neutron, les deux neutrons sont situés loin du cœur mais sont proches l'un de l'autre. Donc en fixant une grande distance au cœur, la corrélation doit apparaître pour des distances relatives faibles. Dans le cas cigare, les deux neutrons sont éloignés l'un de l'autre, mais leur distance au cœur est faible. Donc en fixant  $R$  petit, la corrélation apparaît pour les grandes distances relatives entre les neutrons.

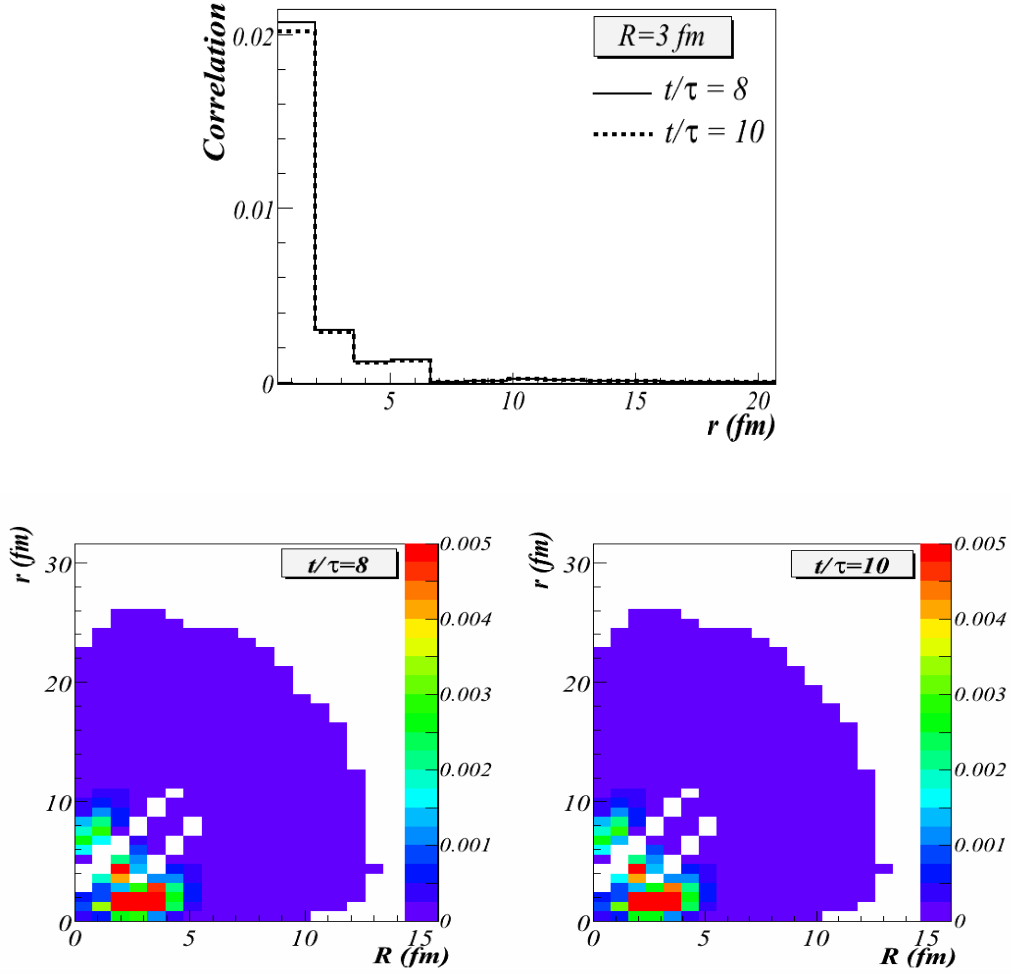


FIGURE 3.11 – En haut : Corrélation à une dimension pour l' $^{24}\text{O}$  lorsque  $R$  vaut 3 fm à  $t/\tau=8$  et 10. En bas : Corrélation à deux dimensions selon  $r$  et  $R$  à  $t/\tau=8$  et 10.

où les  $v_\alpha^2 = 1 - u_\alpha^2$  représentent la probabilité d'occupation. Dans TDDM ou TDDM<sup>P</sup>, l'équivalent de ce gap est donné par :

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} &= \frac{\sum_{\alpha\bar{\alpha}} \langle \alpha\bar{\alpha} | v_{12} | \beta\bar{\beta} \rangle C_{\beta\bar{\beta}\alpha\bar{\alpha}}}{\sum_{\alpha} \sqrt{n_{\alpha}(1 - n_{\alpha})}} \\ &= \frac{2E_{cor}}{\sum_{\alpha} \sqrt{n_{\alpha}(1 - n_{\alpha})}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Ce gap est estimé expérimentalement à  $\Delta = 12/\sqrt{A} = -2,56\text{ MeV}$  pour l' $^{22}\text{O}$  et  $-2,45\text{ MeV}$  pour l' $^{24}\text{O}$ .

Pour une comparaison complète, la même interaction de champ moyen (Skyrme SIII), la même interaction résiduelle (équation 2.68) ont été utilisées dans notre calcul et dans



les calculs HFB [Mat01] et TDDM [Toh02]. Le même cœur et le même espace de valence a été choisi pour notre calcul et pour TDDM. De plus, dans la référence [Toh02], TDDM est implémenté sans approximation sur les états dominants mais, pour calculer le gap d'appariement moyen, l'énergie de corrélation n'est calculée que pour les paires  $|\alpha\bar{\alpha}\rangle$ . Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans les tableaux 3.4 et 3.5 pour l' $^{22}\text{O}$  et l' $^{24}\text{O}$ , respectivement.

$^{22}\text{O}$	<i>TDDM</i> [Toh02]	<i>TDDM</i> <sup><i>P</i></sup>	<i>HFB</i> [Mat01]
$n(1d_{5/2})$	0,92	0,85	-
$n(2s_{1/2})$	0,14	0,33	-
$n(1d_{3/2})$	0,05	0,06	-
$E_{cor}$	-4,4 MeV	-7,0 MeV	-
$\bar{\Delta}$	-3,1 MeV	-3,5 MeV	-3,3 MeV

TABLE 3.4 – Gaps d'appariement pour l' $^{22}\text{O}$  obtenus par *TDDM*<sup>*P*</sup> comparés avec les prédictions des théories HFB et TDDM. Dans le cas de TDDM et *TDDM*<sup>*P*</sup>, les nombres d'occupation sont aussi donnés.

$^{24}\text{O}$	<i>TDDM</i> [Toh02]	<i>TDDM</i> <sup><i>P</i></sup>	<i>HFB</i> [Mat01]
$n(1d_{5/2})$	0,97	0,96	-
$n(2s_{1/2})$	0,89	0,91	-
$n(1d_{3/2})$	0,10	0,11	-
$E_{cor}$	-3,5 MeV	-4,6 MeV	-
$\bar{\Delta}$	-2,5 MeV	-3,1 MeV	-3,4 MeV

TABLE 3.5 – Gaps d'appariement pour l' $^{24}\text{O}$  obtenus par *TDDM*<sup>*P*</sup> comparés avec les prédictions des théories HFB et TDDM

Les gaps d'appariement obtenus par *TDDM*<sup>*P*</sup> sont très proches de ceux obtenus dans HFB malgré les différences dans les approximations faites. Le traitement des corrélations d'appariement dans *TDDM*<sup>*P*</sup> semble donc donner le bon ordre de grandeur.

De plus, la comparaison de *TDDM*<sup>*P*</sup> avec TDDM montre que nos hypothèses conduisent à une énergie de corrélation et un gap d'appariement plus forts. Quant-aux nombres d'occupation, ils sont relativement proches dans les deux théories, même si des corrélations plus fortes interviennent dans le cas de l' $^{22}\text{O}$ . L'hypothèse de départ de *TDDM*<sup>*P*</sup> sur la dominance des éléments de matrice associés aux paires d'états symétriques par renversement du temps donne donc des résultats raisonnables comparables aux méthodes HFB. Les effets supplémentaires pris en compte dans TDDM jouent un rôle moins important et ont plutôt

de diminuer l'énergie de corrélation.  $TDDM^P$  prend en compte une partie supplémentaire des corrélations à deux corps que HFB (les collisions à deux corps), puisque des noyaux doublement magiques tels que  $^{16}\text{O}$  présentent des corrélations alors que leur corrélation est nulle dans HFB. Ces corrélations proviennent donc des effets supplémentaires pris en compte.

Au final, l'étude de  $^{22}\text{O}$  et de  $^{24}\text{O}$  avec un cœur d' $^{16}\text{O}$  montre que malgré les oscillations observées sur les nombres d'occupation, la densité à deux corps reste stable. Les résultats obtenus pour le gap d'appariement moyen en prenant les nombres d'occupation moyens dans  $TDDM^P$  sont comparables à ceux obtenus par TDDM et HFB et valident en quelque sorte les hypothèses faites dans notre théorie.

## 3.2 Etude de l'effet du cœur et des nucléons de valence

L'étude de la chaîne isotopique des oxygènes n'est pas limitée au choix d'un cœur d' $^{16}\text{O}$ . Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser tout d'abord à l'influence du choix du cœur puis, dans un deuxième temps, à l'influence de la coupure de l'espace de valence.

### 3.2.1 Influence du cœur

Dans cette section, nous étudions l'effet d'un cœur inerte plus ou moins grand. Les cœurs choisis pour l'étude des propriétés statiques de  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{O}$  et  $^{24}\text{O}$  sont les cœurs d' $\alpha$ , de  $^{12}\text{C}$  et d' $^{16}\text{O}$  et un cas sans cœur. L'espace de valence est coupé au-delà de l'état  $1d_{3/2}$  de sorte que l'on ne considère que les couches s, p et d. L'évolution des nombres d'occupation en fonction de l'énergie à un corps pour  $^{16}\text{O}$  est présentée sur la figure 3.12 pour un cœur d' $^{12}\text{C}$ , d' $\alpha$  et sans cœur. La distribution de type HF initiale évolue vers une distribution de Fermi de plus en plus diffuse quand le cœur diminue. Plus le cœur est petit et plus les nombres d'occupation s'éloignent de 0 et de 1 traduisant l'apparition progressive des corrélations. En particulier, l'écart entre le cœur de  $^{12}\text{C}$  et d' $\alpha$  est très important alors que l'écart entre le cœur d' $\alpha$  et sans cœur est faible. Ce phénomène est aussi observé pour tous les autres Oxygènes.

Les nombres d'occupation du dernier niveau occupé et du premier niveau vide mesurés expérimentalement par la réaction  $^{16}\text{O}(e,e'p)$  [Lap93] sont également reportés sur la figure 3.12.  $TDDM^P$  sous-estime les corrélations au sein de  $^{16}\text{O}$  par rapport à l'expérience. En effet, seule une partie des corrélations peut être traitée par l'appariement et la dissipation et les effets d'ordres supérieurs jouent *a priori* un rôle.

Sur la figure 3.12 sont également représentées l'évolution des nombres d'occupation en fonction des énergies à un corps pour les isotopes de l'Oxygène. L'énergie de Fermi est bien située à un niveau plus élevé que pour  $^{16}\text{O}$ . En revanche, les différences entre les

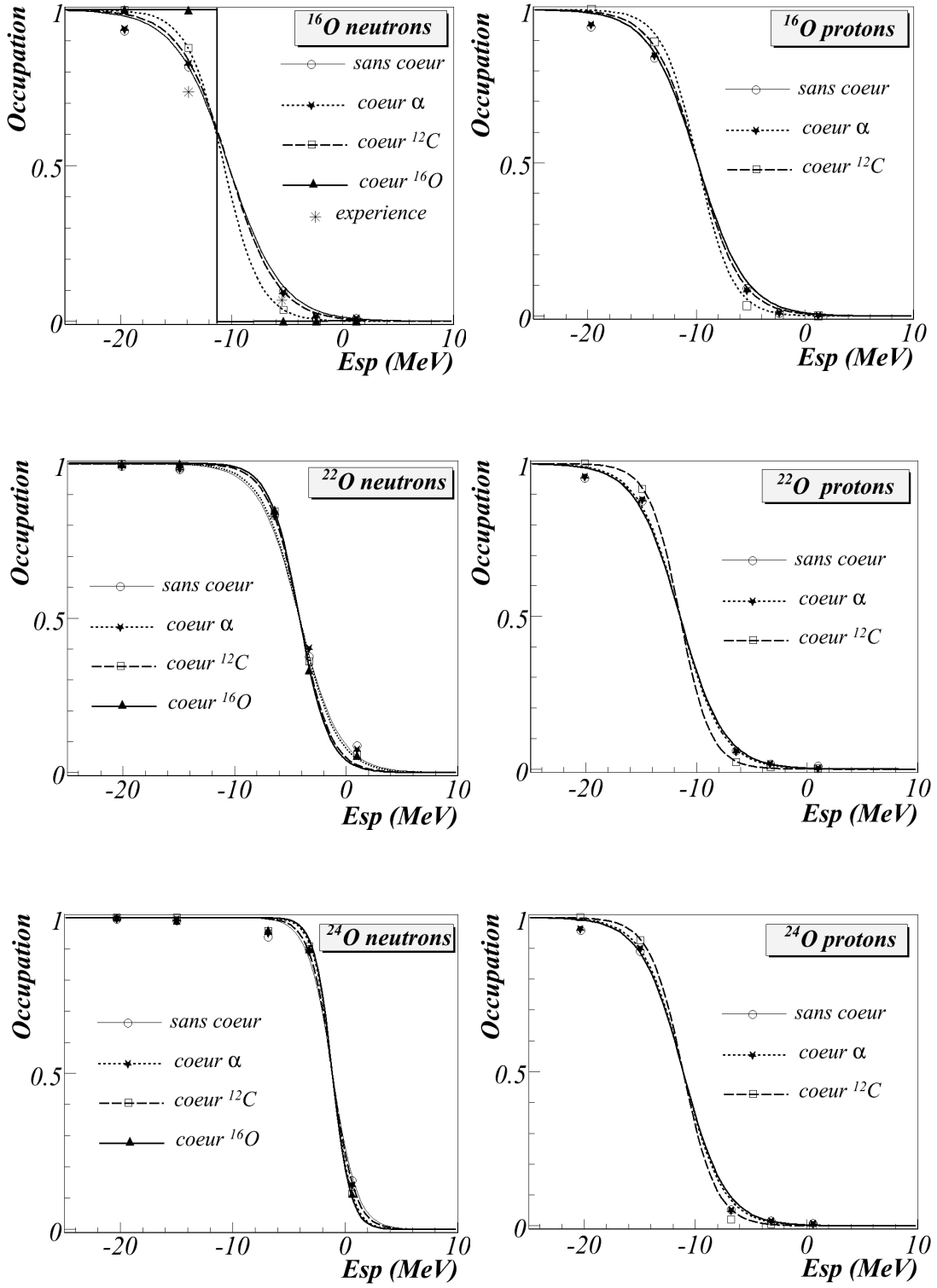


FIGURE 3.12 – Nombres d'occupation des neutrons (à gauche) et des protons (à droite) en fonction des énergies à un corps pour l' $^{16}\text{O}$ , l' $^{22}\text{O}$  et l' $^{24}\text{O}$  dans la théorie TDDM<sup>P</sup> pour différents cœurs (sans cœur,  $\alpha$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ). Les étoiles, en haut à gauche, correspondent aux données expérimentales de la référence [Lap93].

différents cœurs semblent se réduire si la masse de l'isotope augmente. Le fait de rajouter des nucléons dans l'espace de valence ne crée que peu de corrélations supplémentaires dans l' $^{24}\text{O}$ .

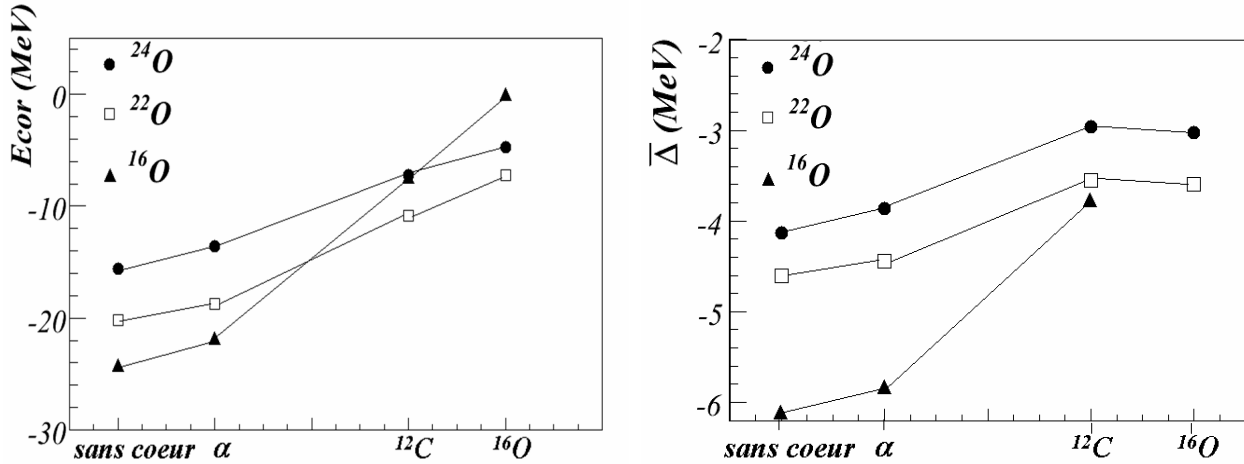


FIGURE 3.13 – Evolution de l'énergie de corrélation (à gauche) et du gap d'appariement moyen (à droite) en fonction du cœur choisi pour l' $^{16}\text{O}$ , l' $^{22}\text{O}$  et l' $^{24}\text{O}$ .

Afin d'obtenir une information plus directe sur l'intensité des corrélations mises en jeu, l'évolution de l'énergie de corrélation en fonction du cœur fixé pour l' $^{16,22,24}\text{O}$  est donnée par la figure 3.13. L' $^{24}\text{O}$  et l' $^{22}\text{O}$  ont une énergie de corrélation plus faible que l' $^{16}\text{O}$  et surtout la différence de corrélation est moins forte entre le cœur de  $^{12}\text{C}$  et d' $\alpha$  pour ces deux noyaux. Pour un cœur d' $\alpha$ , 8 nucléons supplémentaires participent aux corrélations par rapport au cœur de  $^{12}\text{C}$  mais pour l' $^{22}\text{O}$  et l' $^{24}\text{O}$ , l'espace de valence disponible pour l'évolution est trop restreint (seule la couche  $1d_{3/2}$  est vide au départ) pour que de nouvelles corrélations apparaissent. Le même comportement est observé pour le gap d'appariement moyen (cf. figure 3.13) qui donne une idée de l'intensité moyenne de l'appariement dans le noyau.

Les corrélations impliquées pour chaque noyau sont le reflet des éléments de la diagonale supérieure de la matrice de corrélation tracés sur les figures 3.14 et 3.15 pour l' $^{22}\text{O}$  et l' $^{16}\text{O}$  respectivement en fonction du cœur choisi. Les éléments qui apparaissent en gris correspondent aux états occupés au départ, ceux en clair correspondent aux états au-dessus du niveau de Fermi. De façon générale, les couplages au sein des couches ne sont pas négligeables et certains couplages dominant, notamment entre les couches ayant un faible espacement et des fonctions d'onde similaires.

Dans le cas de l' $^{22}\text{O}$ , les corrélations des neutrons dominant. Pour un cœur d' $^{16}\text{O}$  ou

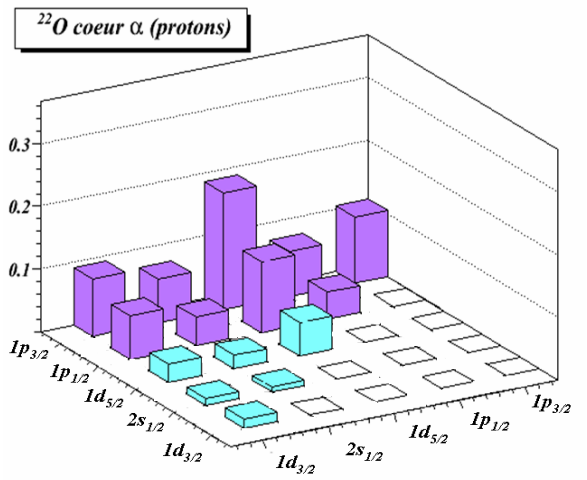
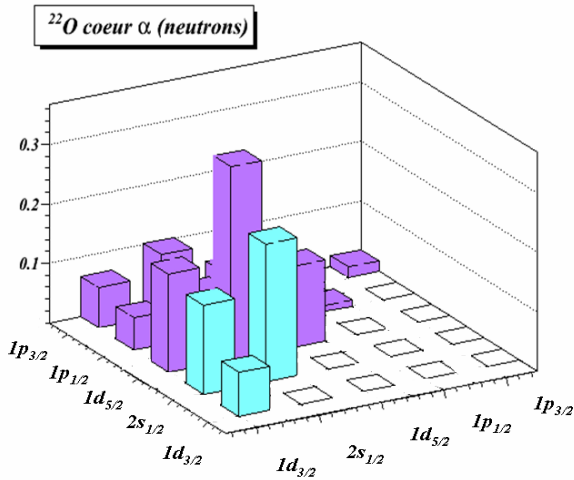
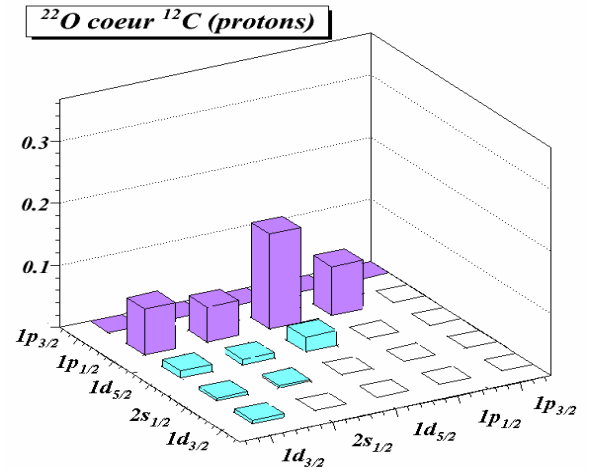
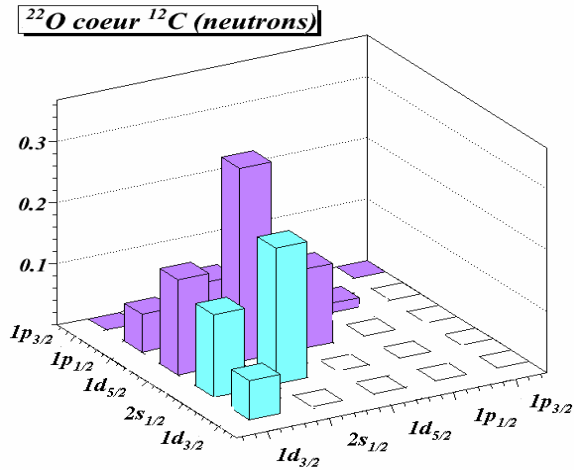
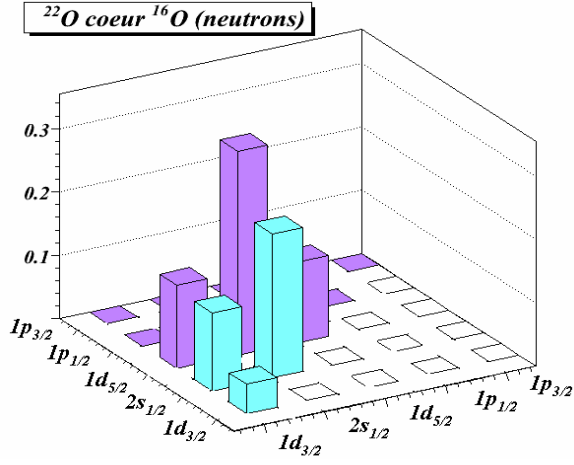


FIGURE 3.14 – Représentation graphique de la matrice de corrélation à 2 corps pour les neutrons et les protons de l' $^{22}\text{O}$  avec un cœur d' $\alpha$ ,  $^{12}\text{C}$  et d' $^{16}\text{O}$ . Les éléments de matrice  $|C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}}|^2$  sont représentés en fonction de  $\alpha$  à droite et  $\beta$  à gauche.

de  $^{12}\text{C}$ , l'essentiel de la corrélation provient du couplage entre la couche  $1d_{5/2}$  (dernière couche occupée) et la couche  $2s_{1/2}$  (première couche vide) pour les neutrons. Cela valide l'analogie au système à deux niveaux du paragraphe 3.1.1. En effet, ces deux couches sont très proches en énergie ce qui favorise leur couplage. Par contre, en ce qui concerne les protons, le couplage dominant a lieu entre la  $1p_{1/2}$  et la  $1d_{5/2}$  mais reste moins important que celui des neutrons. La différence d'énergie de corrélation observée avec le cœur d' $\alpha$  provient du fait que la couche  $1p_{3/2}$  participe aux corrélations. La corrélation des protons de la couche  $1p_{3/2}$  avec ceux de la couche  $1d_{5/2}$  vient renforcer la corrélation de la couche  $1p_{1/2}$ .

Dans le cas de l' $^{16}\text{O}$ , les contributions des neutrons et des protons aux corrélations sont du même ordre de grandeur. Pour un cœur de  $^{12}\text{C}$ , elles proviennent essentiellement des couplages entre la couche  $1p_{1/2}$  et la couche  $1d_{5/2}$  qui sont respectivement la dernière couche pleine et la première couche vide. Ces couplages sont dominés par des couplages de la  $1p_{3/2}$  avec la  $1d_{5/2}$  pour un cœur  $\alpha$ . Bien que la couche  $1p_{3/2}$  ait un gap en énergie plus grand à franchir que la couche  $1p_{1/2}$ , elle domine les corrélations et explique la différence observée entre un cœur de  $^{12}\text{C}$  et d' $\alpha$ .

En résumé, le long de la chaîne isotopique des oxygènes, plus le nombre d'états occupés participant aux corrélations est grand, plus les corrélations se développent. Cependant le nombre d'états inoccupés intervenant dans les corrélations jouent aussi un rôle limitant. D'autre part, dans ce cas particulier, les corrélations se développent essentiellement entre l'un des derniers niveaux initialement occupés et le premier niveau initialement inoccupé, mettant ainsi en jeu principalement deux niveaux.

### 3.2.2 Influence de l'espace de valence

Même si le nombre de nucléons pouvant se corréler est important, on a vu, dans le cas de l' $^{22}\text{O}$  et de l' $^{24}\text{O}$ , qu'un espace de valence trop petit empêchait les corrélations. Un test sur l' $^{22}\text{O}$  avec deux espaces de valence différents : s, p et d ou s, p, d, et f donne lieu à des nombres d'occupation légèrement différents (*cf.* figure 3.16). L'énergie de corrélation en est d'ailleurs légèrement modifiée :  $E_{cor} = -7.20$  MeV pour l'espace spd et  $E_{cor} = -7.85$  MeV pour l'espace spdf. Cependant, on peut remarquer sur la figure 3.16 que la couche  $1f_{7/2}$  ne contribue que très peu aux corrélations. Le gap en énergie est un facteur important de réduction du couplage vers les niveaux vides mais le type de fonctions d'onde joue un rôle essentiel. Dans le cas de l' $^{22}\text{O}$ , comme on l'a vu précédemment, les couches 2s et 1d peuvent donner lieu à des transitions alors que le recouvrement faible entre la couche 1d et 1f et le gap en énergie défavorise la transition vers la couche 1f.

Par ailleurs, lorsque les états de l'espace de valence sont dans le continuum, l'évolution des nombres d'occupation est plus difficile à stabiliser numériquement, sans pour autant

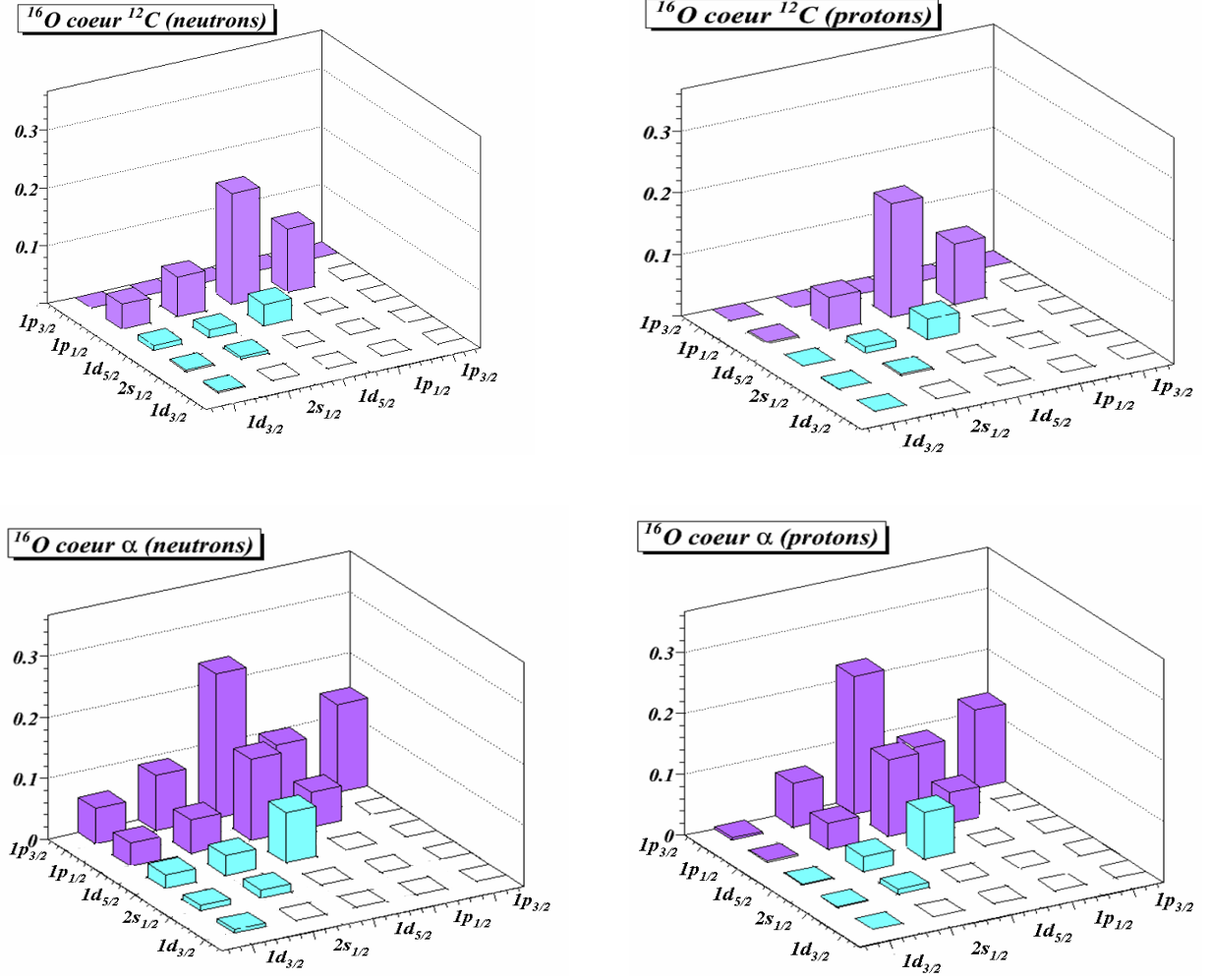


FIGURE 3.15 – Représentation graphique de la matrice de corrélation à 2 corps pour les neutrons et les protons de l' $^{16}\text{O}$  avec un cœur d' $\alpha$  et de  $^{12}\text{C}$ .

faire apparaître de gaz de particules non physique.

### 3.3 Cas des couches ouvertes et des noyaux déficitaires en neutrons

#### 3.3.1 Les noyaux à couches ouvertes

Jusqu'à présent, les calculs présentés se sont limités à des noyaux à couche fermée. Les couches ouvertes peuvent aussi être traitées dans  $\text{TDDM}^P$ . Mais des états de mêmes nombres quantiques ou d'écart en énergie très faible conduisent, dans  $\text{TDDM}^P$  à une répartition des nombres d'occupation équitable mais présentant des oscillations rapides.

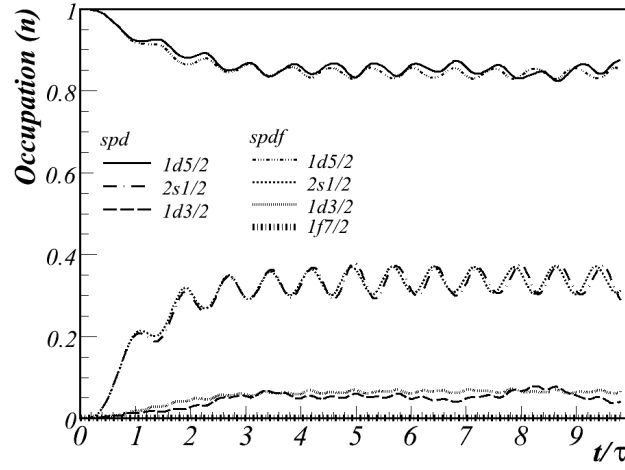


FIGURE 3.16 – Evolution des nombres d’occupation (à gauche) et de la densité (à droite) pour l’espace de valence s,p et d et l’espace de valence s, p, d et f.

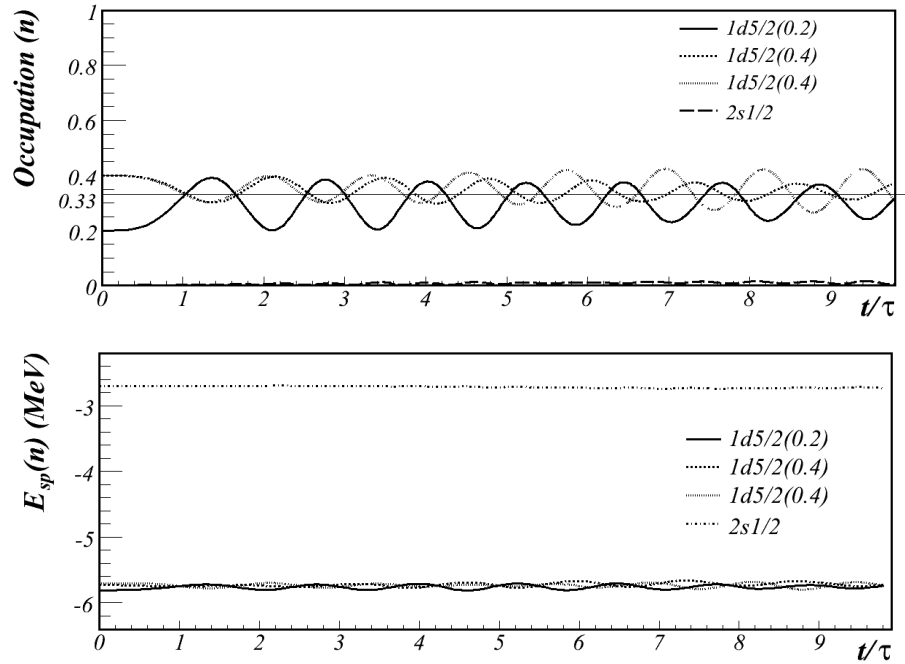


FIGURE 3.17 – Evolution des nombres d’occupation (en haut) et des énergies à un corps (en bas) pour des nombres d’occupation des états de la couche  $1d_{5/2}$  fixés arbitrairement à 0.4, 0.4 et 0.2.



Ces transitions non adiabatiques entre états dégénérés, très rapides, ne sont pas compatibles avec notre approche adiabatique de l'état fondamental corrélé et rendent difficile la convergence. Pour remédier à ces oscillations et stabiliser la numérique, une méthode consiste à utiliser, dès le départ dans le code HF, des nombres d'occupation fractionnaires, de sorte que les états de particules et de trous soient répartis équitablement sur toute la couche ("filling approximation").

Un test sur l' $^{18}\text{O}$  montre la validité de cette hypothèse (cf. figure 3.17). Dans ce cas, une répartition équiprobable des deux nucléons sur les six états de la couche  $1d_{5/2}$  conduirait à une occupation de  $1/3$ . Au départ, on a fixé, de sorte à illustrer notre propos, les probabilités d'occupation des niveaux à 0.4, 0.4 et 0.2 pour chaque paire de la couche. Au cours de l'évolution, les nombres d'occupation oscillent de façon à se compenser autour de la valeur moyenne  $1/3$ . Il faut toutefois noter que fixer des nombres d'occupation tous égaux sur une couche semble réduire l'effet des corrélations à deux corps puisque les nombres d'occupation évoluent peu, de même que l'énergie de corrélation (cf. figure 3.18).

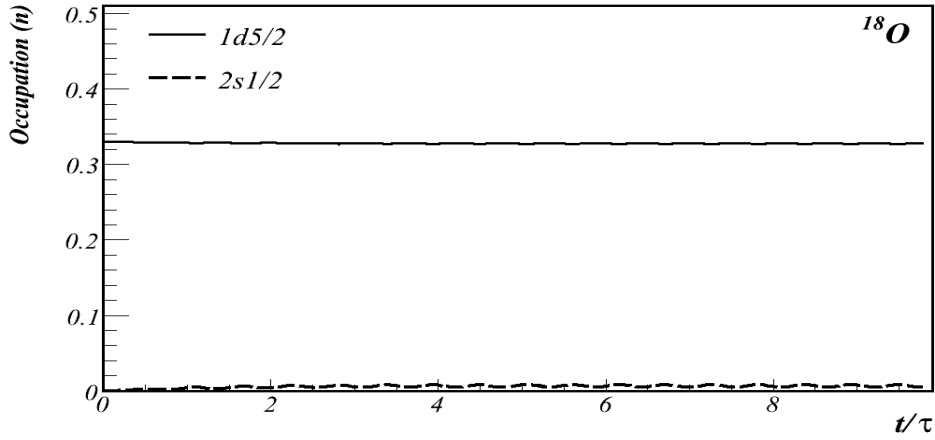


FIGURE 3.18 – Evolution des nombres d'occupation pour l' $^{18}\text{O}$  avec des nombres d'occupation répartis équitablement au départ sur la couche  $1d_{5/2}$  ( $n_{1d_{5/2}}=0,33$ ).

Afin de mieux comprendre la réduction de l'énergie de corrélation, prenons des nombres d'occupation  $n_\alpha$  et  $n_\beta$  pour les états  $|\alpha\rangle$ ,  $|\bar{\alpha}\rangle$  et  $|\beta\rangle$ ,  $|\bar{\beta}\rangle$  respectivement. Dans l'expression de  $C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}}$ , les termes qui interviennent, aux premiers instants de l'évolution adiabatique et qui créent des corrélations, sont proportionnels à  $(1 - n_\alpha)^2 n_\beta^2$ . Dans le cas où l'on couple un état occupé à 0,33 avec un état vide, le facteur qui intervient est de 0,09 au lieu de 1 dans le cas d'un état occupé à 1. Cela réduit donc nettement les termes responsables des

corrélations à deux corps.

D'autre part, introduire des nombres d'occupation tous égaux sur la couche ouverte dans le code Hartree-Fock permet déjà d'inclure une partie des corrélations. Mais, toutes les corrélations ne se traduisent pas dans les nombres d'occupation, sinon en introduisant les nombres d'occupation moyens obtenus lors d'une première itération, on n'obtiendrait plus aucune évolution. Les corrélations à deux corps sont donc atténuées par une répartition équiprobable des occupations sur les états de la couche ouverte.

### 3.3.2 Les noyaux déficitaires en neutrons

Tous les noyaux étudiés dans ce chapitre sont des noyaux stables ou riches en neutrons. Les noyaux déficitaires en neutrons peuvent aussi être traités dans l'approche TDDM<sup>P</sup>. La figure 3.19 reprend les distributions de Fermi obtenues pour l'<sup>16</sup>O, l'<sup>22</sup>O et l'<sup>24</sup>O tout en rajoutant la distribution obtenue pour l'<sup>14</sup>O, dans le cas d'un cœur d' $\alpha$ . L'<sup>14</sup>O présente un niveau de Fermi plus bas que ses isotopes et surtout plus de corrélations. Seuls quatre neutrons participent aux corrélations mais l'espace de valence ouvert est très important, favorisant les échanges.

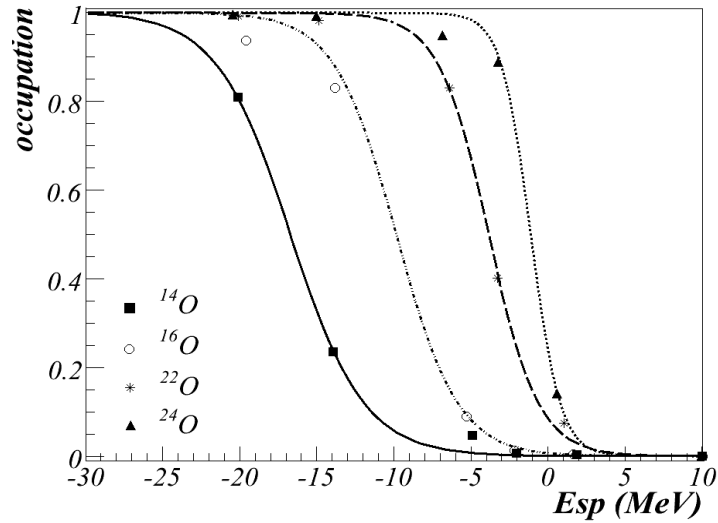


FIGURE 3.19 – Nombres d'occupation des neutrons en fonction des énergies à un corps pour la chaîne des oxygènes en prenant un cœur d' $\alpha$ .

## 3.4 Résumé

L'initialisation des noyaux de la chaîne isotopique de l'Oxygène, par  $\text{TDDM}^P$ , dans leur état fondamental corrélé permet de comprendre les effets des différents paramètres ajustables. Le cœur et l'espace de valence jouent un rôle primordial vis à vis de l'énergie de corrélation. Plusieurs cas ont été présentés : celui des noyaux à couches fermées, à couches ouvertes, des noyaux riches en neutrons ou déficients en neutron, montrant ainsi la grande étendue des applications possibles de  $\text{TDDM}^P$ .

Cette initialisation sert de point de départ pour le calcul dynamique de la cassure nucléaire d'un noyau corrélé, présentée au chapitre suivant.

## Chapitre 4

# Etude de l'influence des corrélations sur la dynamique de cassure avec TDDM<sup>P</sup>

*La théorie c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.  
La pratique c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.  
Einstein*

La cassure nucléaire d'un noyau corrélé, initialisé à l'aide de la partie statique du code TDDM<sup>P</sup>, est réalisée à l'aide de la version dynamique de ce modèle. A titre de comparaison, un calcul dans le cadre de TDHF avec seulement un champ moyen est aussi mis en oeuvre. De manière à confirmer notre intuition de la cassure nucléaire d'un noyau corrélé (*cf.* figure 1.8), les distributions en angle relatif ont été extraites ainsi que les fonctions de corrélation. Dans ce chapitre, le principe général du calcul dynamique est tout d'abord décrit puis les résultats sont présentés.

### 4.1 Principe du calcul dynamique dédié à la cassure des noyaux corrélés

Plusieurs types de dynamique peuvent être étudiés à l'aide du code TDDM<sup>P</sup> : les vibrations dans les noyaux, les réactions de transfert, de fusion ou de cassure... Le principe général d'un calcul dynamique est présenté ici avant de se concentrer sur le cas de la cassure nucléaire qui est le sujet de cette thèse.

## 4.1.1 Principe général

Dans la méthode adiabatique présentée au chapitre précédent, le noyau d'intérêt est initialisé dans son état fondamental corrélé à partir de son état fondamental Hartree-Fock. L'introduction de l'interaction résiduelle est progressive de  $t \rightarrow -\infty$  à  $t = 0$ , temps où la convergence du calcul statique est assurée. Cette méthode d'initialisation est déjà une

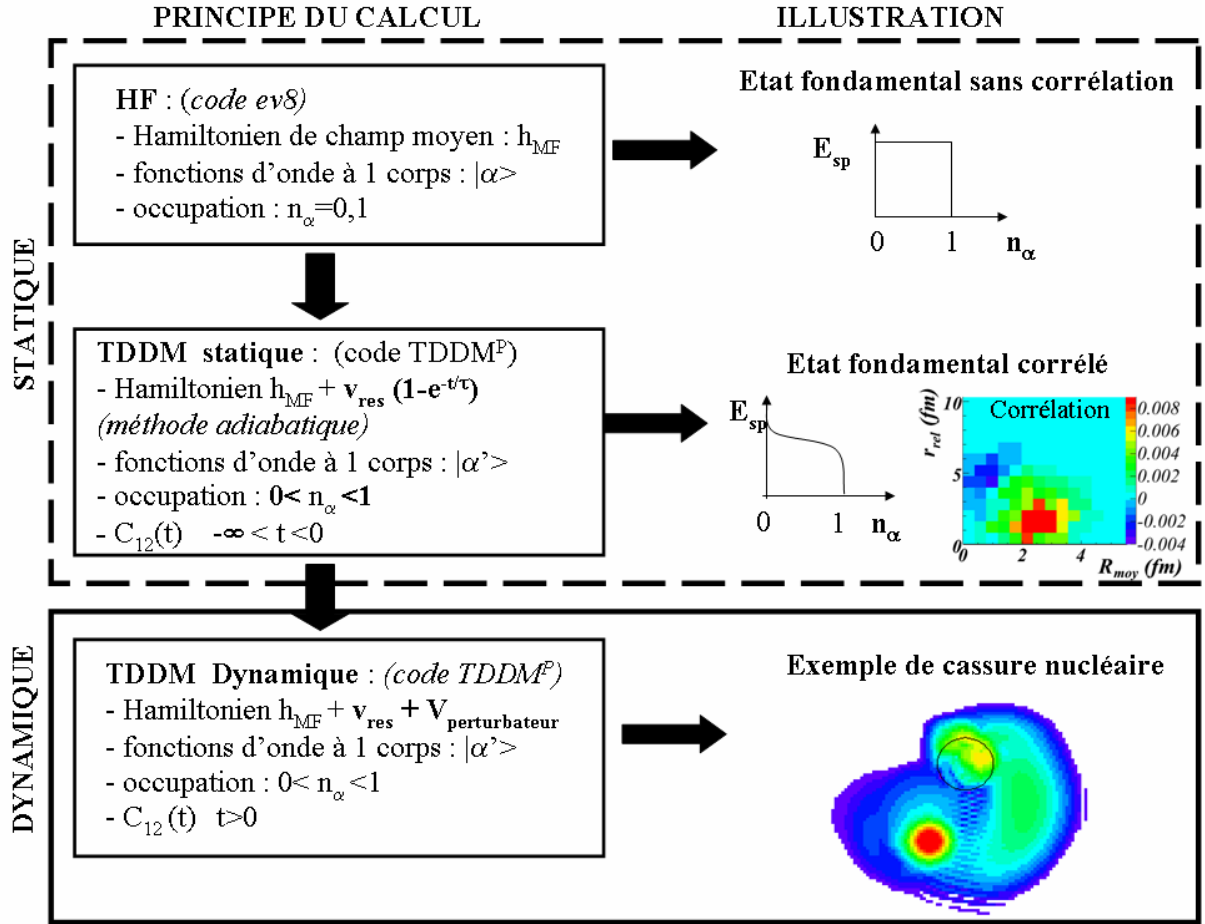


FIGURE 4.1 – Schéma du principe du calcul dynamique dans TDDM ; à droite quelques illustrations des quantités physiques sont données.

méthode dépendante du temps : le calcul dynamique utilise donc directement les mêmes techniques numériques que celles utilisées pour l'initialisation (*cf.* paragraphe 2.6) :

- les équations à résoudre pour obtenir les fonctions d'onde (équation 2.56), les nombres d'occupation (équation 2.57) et les corrélations à deux corps (équation 2.58) sont

exactement les mêmes.

- la méthode de résolution des équations est toujours Runge-Kutta d'ordre 2 (cf. paragraphe 2.6.2).
- l'interaction résiduelle est toujours présente mais elle est incluse totalement ( $e^{-t/\tau} = 0$  dans l'équation (2.69))

La figure 4.1 présente de manière schématique les différentes étapes d'un calcul complet (HF, TDDM<sup>P</sup> statique, TDDM<sup>P</sup> dynamique).

L'évolution dynamique d'un noyau corrélé sous l'effet d'un potentiel perturbateur pris en compte dans le Hamiltonien :  $H(t) = h_{MF}(t) + v_{res}(t) + V_{pert}(t)$  peut alors être calculée dans TDDM<sup>P</sup> en tenant compte des corrélations à deux corps.

#### 4.1.2 Principe du calcul de la cassure nucléaire

Dans le cas de la cassure nucléaire, on veut étudier l'effet du passage d'un projectile sur le noyau initialisé avec des corrélations et placé au centre de la boîte. Le potentiel perturbateur, dans ce cas, correspond au potentiel nucléaire du projectile, initialement très éloigné puis qui se rapproche jusqu'au contact et enfin s'éloigne à l'infini [Lac99]. Ce potentiel est représenté par un potentiel de type de Wood-Saxon :

$$V_{pert} = \frac{V_0}{1 + e^{(r-r_0)/a}} \quad (4.1)$$

où  $r_0$  représente le rayon du noyau projectile,  $a$  la diffusivité du potentiel et  $V_0$  la profondeur du potentiel. Au départ le projectile est très loin en  $\vec{r}(0)$  puis sa position est calculée selon :

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t) + v_{proj}(t)\Delta t \quad (4.2)$$

où  $v_{proj}(t)$  est la vitesse du projectile qui dépend du temps et permet de tenir compte de la déviation coulombienne ou nucléaire de la trajectoire.

Il faut noter que l'on s'intéresse à la cassure d'un noyau exotique, expérimentalement, le noyau corrélé constitue le faisceau. La réaction calculée est donc inversée par rapport à la réaction expérimentale et nécessite un changement de référentiel pour l'extraction des observables.

#### 4.1.3 Hypothèses simplificatrices

Etant donné les temps de calculs importants nécessaires pour réaliser de façon complète la dynamique dans TDDM<sup>P</sup>, certaines hypothèses simplificatrices ont été faites pour le calcul dynamique :

1. lors de l'évolution, les nombres d'occupation sont pris constants, égaux à ceux initiaux issus de la partie statique de TDDM<sup>P</sup>.

2. de même, les éléments de la matrice de corrélation à deux corps sont pris constants. Les corrélations à deux corps spatiales évoluent néanmoins car elles sont exprimées dans la base à un corps qui évolue avec le champ moyen perturbé par le potentiel du projectile.
3. les fonctions d’onde du cœur inerte restent figées durant l’évolution dynamique afin d’éviter l’éventuelle pollution du spectre par une possible excitation du cœur. Le réarrangement du champ moyen du cœur est donc négligé, seuls les nucléons participant aux corrélations peuvent l’influencer
4. le projectile suit une trajectoire rectiligne de -20 à +30 fm, car, pour ce qui concerne l’influence du potentiel nucléaire, elle constitue une bonne approximation au premier ordre de la trajectoire.
5. la taille de boîte choisie pour tous les calculs qui sont présentés ici est limitée à 80 x 80 x 40 fm pour des raisons de temps de calcul mais aussi de mémoire vive disponible.

L’évolution dynamique TDDM<sup>P</sup> consiste alors à calculer l’évolution de deux fonctions d’onde corrélées sous l’influence du potentiel du cœur figé et du projectile. En ce sens, elle se rapproche du calcul TDSE où l’évolution d’une seule fonction d’onde est calculée et les potentiels de la cible et du projectile sont représentés par des potentiels de Wood-Saxon fixés. Dans ces conditions, le mécanisme de “Towing-Mode” mis en évidence théoriquement à l’aide du calcul TDSE doit être retrouvé, et les propriétés à deux corps de cette émission extraites.

#### 4.1.4 Cas test : $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

La réaction qui va nous servir de test dans ce chapitre est  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . Le  $^{208}\text{Pb}$  correspond au projectile dans notre calcul et est donné par un potentiel de Wood-Saxon, de rayon 7,11 fm, de diffusivité 0,6 et de profondeur -50 MeV. L’ $^{16}\text{O}$ , quant-à lui, est initialisé avec un cœur inerte d’ $^{14}\text{O}$ , c’est-à-dire que seuls les deux neutrons de la couche  $1p_{1/2}$  peuvent créer des corrélations et peuvent aussi modifier le champ moyen lors de l’évolution dynamique.

Le choix de l’ $^{16}\text{O}$  pour cette étude repose sur le fait que les deux derniers neutrons de ce noyaux sont dans une onde p, comme les deux neutrons du halo de l’ $^6\text{He}$  étudié expérimentalement (*cf.* chapitre 8). Etant donné que le calcul d’un  $^6\text{He}$  en champ moyen est difficile puisque le champ moyen lui-même n’a pas de sens pour un noyau aussi petit, l’ $^{16}\text{O}$  est un bon compromis pour se faire une idée de la cassure nucléaire d’un  $^6\text{He}$  et comprendre l’expérience présentée dans la suite, même si les énergies de liaison de ces deux noyaux sont très différentes. En figeant le cœur d’ $^{14}\text{O}$ , les corrélations des neutrons au-dessus du cœur doivent avoir les mêmes influences sur la dynamique que dans un  $^6\text{He}$  et des informations qualitatives peuvent en être retirées.

## 4.2 Etude des paramètres de la réaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ dans TDHF

Le calcul TDHF, qui ne prend en compte aucune corrélation à deux corps, est directement comparable au calcul TDSE où le champ moyen de la cible est pris en compte à travers un potentiel de Wood-Saxon [Lac99]. Il est réalisé dans les mêmes conditions que le calcul TDDM<sup>P</sup>, c'est-à-dire avec le même cœur inerte mais sans corrélation au-delà du champ moyen. Ainsi, le choix des paramètres pour le calcul TDDM<sup>P</sup> a été réalisé grâce à des tests dans TDHF.

### 4.2.1 Identification du paramètre d'impact d'effleurement

Le mécanisme de “Towing-Mode” qui nous intéresse est lié à l'interaction nucléaire. Les paramètres d'impact permettant d'obtenir ce type de mécanisme sont donc proches du paramètre d'impact d'effleurement. Dans le cas de la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ , le paramètre d'impact d'effleurement est donné par :  $r_0 A_{cible}^{1/3} + r_0 A_{projectile}^{1/3} \approx 10 - 11$  fm en fonction de la valeur de  $r_0$  choisie (1,2 dans le modèle de la goutte liquide, 1,4 d'après la prescription de A. Bonaccorso). Différents paramètres d'impact ont donc été testés à partir du code TDHF : 10, 11 et 12 fm. La figure 4.2 représente l'évolution des densités de probabilité spatiales à un corps pour ces différents paramètres d'impact. Lors de ces évolutions, une partie de la fonction d'onde reste dans le potentiel de la cible, une partie est transmise au projectile dans une proportion d'autant plus importante que le paramètre d'impact est faible et le reste est émis au continuum. Cette dernière partie représente le “Towing-Mode” qui correspond à l'émission de neutrons sous l'effet attractif du potentiel nucléaire du projectile de  $^{208}\text{Pb}$ . La fraction de fonction d'onde émise par Towing Mode est évaluée en bas de la figure 4.2 : elle est d'autant plus importante que le paramètre d'impact est proche de l'effleurement et que l'influence nucléaire du projectile se fait ressentir.

Il faut toutefois noter qu'en dessous du paramètre d'impact d'effleurement, d'autres mécanismes de réactions commencent à dominer comme la fusion, par exemple. Pour des paramètres plus grands, la contribution nucléaire s'estompe et, la cassure induite par la répulsion coulombienne, qui n'est pas prise en compte ici, devient dominante.

### 4.2.2 Test de la vitesse du projectile

Un autre paramètre important dans la cassure nucléaire est la vitesse du projectile. La distribution de densité de probabilité est représentée sur la figure 4.3 pour différentes vitesses du projectile et un paramètre d'impact fixé à 11 fm. A basse énergie de faisceau ( $\sim 10$  A.MeV), le processus de transfert est dominant. La fraction de fonction d'onde transférée (*cf.* figure du bas de 4.3) diminue lorsque la vitesse du projectile augmente. En



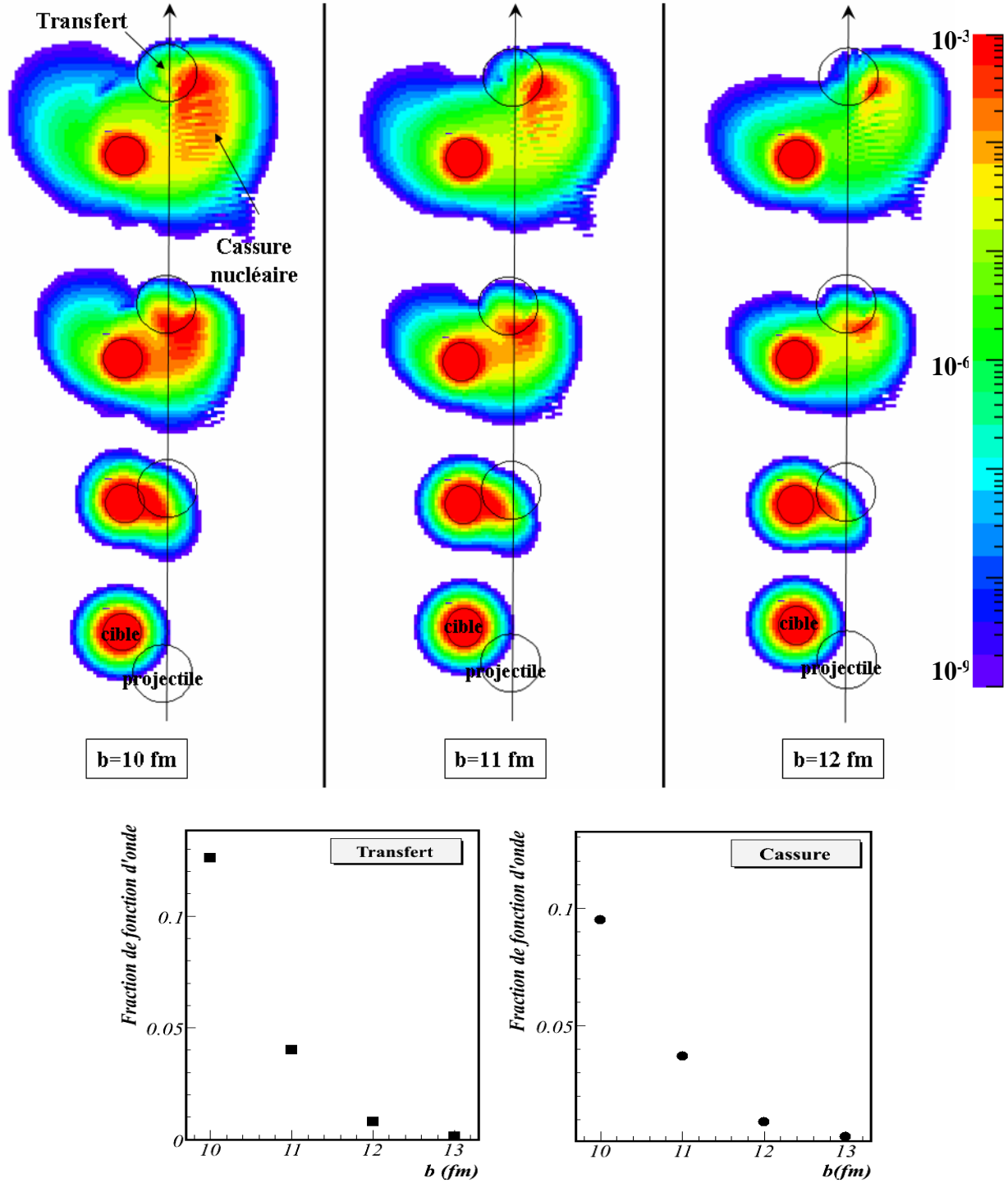


FIGURE 4.2 – En haut : Densité de probabilité de présence des deux neutrons au-dessus du cœur pour un calcul TDHF avec différents paramètres d'impact (10, 11, 12 fm). En bas : fraction de fonction d'onde transférée (à gauche) et émise (à droite) pour ces paramètres d'impact.

revanche, la proportion de cassure, quasi-nulle pour une énergie de 10 A.MeV, devient plus importante au fur et à mesure que l'énergie du faisceau augmente et que le transfert diminue. La proportion de fonction d'onde qui reste dans la cible augmente également avec l'énergie du faisceau. En effet, si le projectile est trop rapide, son influence sur la cible est de courte durée et son effet s'en trouve amoindri.

#### 4.2.3 Choix du potentiel de la cible

Tous les calculs présentés jusqu'à maintenant ont été réalisés pour un potentiel du  $^{208}\text{Pb}$  de type Wood-Saxon avec une profondeur de  $V_0 = -50$  MeV. Ce choix a été fait dans le but de se rapprocher au plus près de la description TDSE du mécanisme de Towing Mode.

Pour tester l'influence du projectile, un calcul avec un potentiel d'une profondeur correspondant à l'énergie de séparation de son dernier neutron  $S_n = -8$  MeV et un calcul avec une profondeur intermédiaire  $V_0 = -20$  MeV a été réalisé (*cf.* figure 4.5).

La proportion de Towing Mode est d'autant plus faible que le potentiel est moins profond (*cf.* figure du bas de 4.5), mais ce mécanisme reste toujours présent. Cela correspond à ce que l'on observe de façon générale : la forme est inchangée mais le taux varie en fonction du projectile. Pour la suite des calculs présentés, un potentiel de  $^{208}\text{Pb}$  de profondeur -50 MeV a été utilisé.

### 4.3 Extraction des grandeurs physiques

#### 4.3.1 Extraction des ondes émises au continuum

Lors du calcul de la collision, plusieurs mécanismes interviennent. Afin de se concentrer sur la cassure nucléaire, seuls les neutrons émis au continuum sont utilisés pour l'extraction des observables d'intérêt. En pratique, la partie de la fonction d'onde transférée au projectile et le cœur inerte de la cible sont donc absorbés afin d'éliminer toute contribution de leur part :

$$\phi_{\alpha}^{emis}(\vec{r}, t_f) = \phi_{\alpha}(\vec{r}, t_f) e^{-\beta(W_{SC}(\vec{r}) + W_{SP}(\vec{r}))} \quad (4.3)$$

où  $\phi_{\alpha}(\vec{r}, t_f)$  représente une fonction d'onde finale du cœur inerte (sans les deux derniers neutrons) et  $\phi_{\alpha}(\vec{r}, t_f)$  dénote la partie restante après absorption.  $W_{SC}$  et  $W_{SP}$  sont des potentiels de type Wood-Saxon représentant respectivement les noyaux de la cible et du projectile et  $\beta$  est une constante (*cf.* figure 4.5).

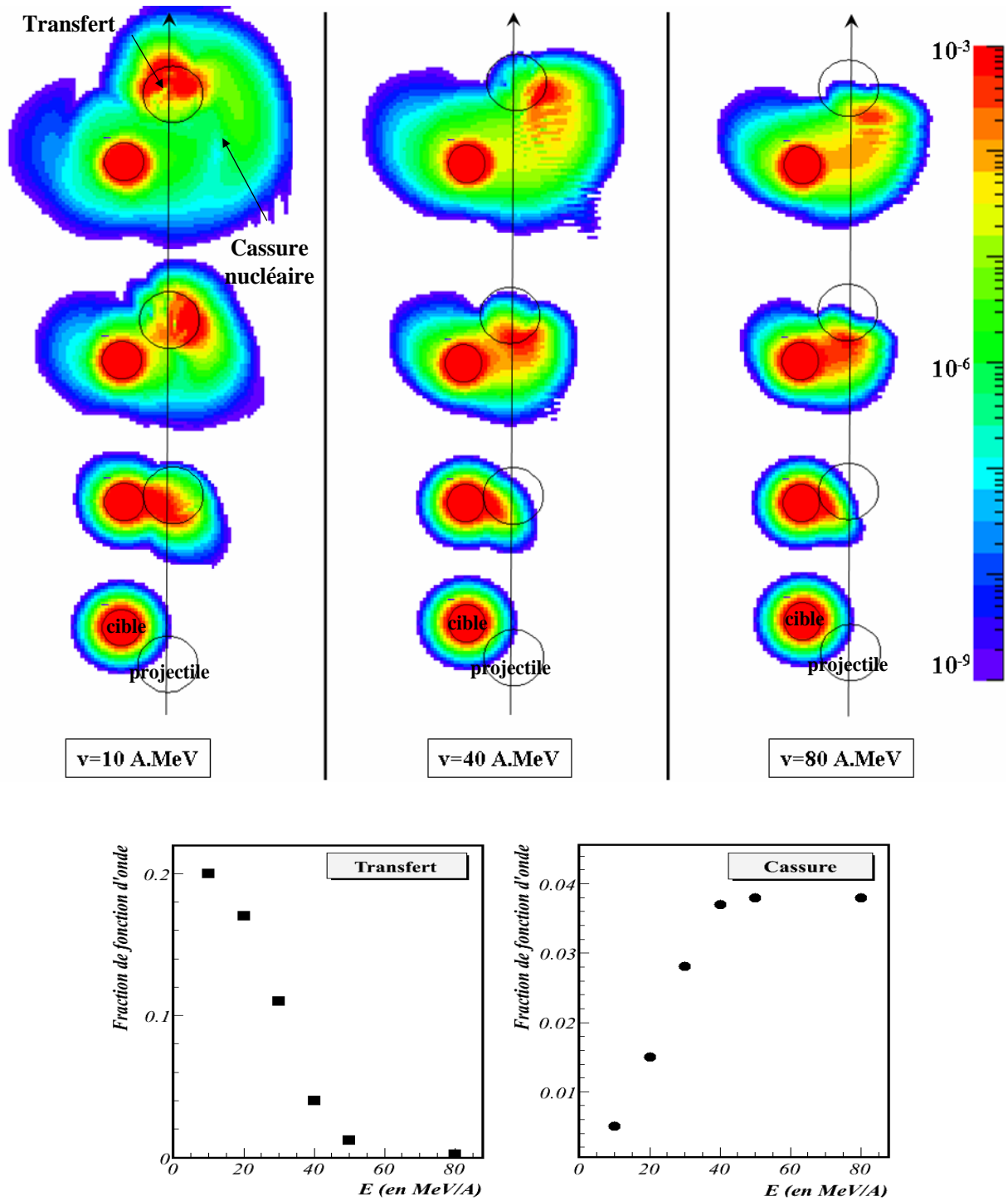


FIGURE 4.3 – En haut : Densité de probabilité de présence des deux neutrons au-dessus du cœur pour un calcul TDHF avec différentes vitesses du projectile. En bas : fraction de fonction d'onde transférée (à gauche) et émise (à droite) pour ces vitesses.

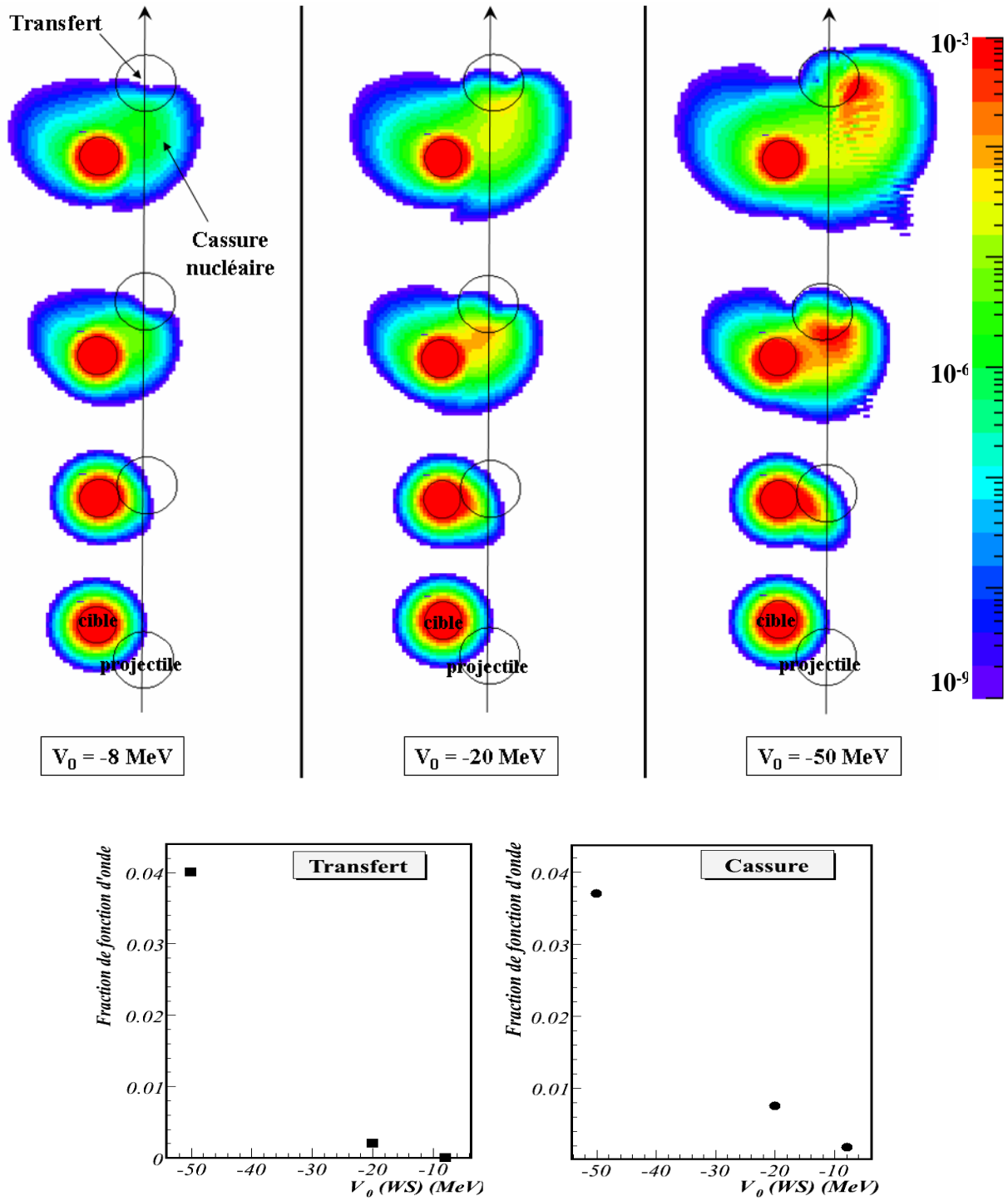


FIGURE 4.4 – En haut : Densité de probabilité de présence des deux neutrons au-dessus du cœur pour un calcul TDHF avec un projectile représenté par un potentiel de Wood-Saxon de profondeur : -8, -20 et -50 MeV. En bas : fraction de fonction d'onde transférée (à gauche) et émise (à droite) pour ces profondeurs de potentiel.

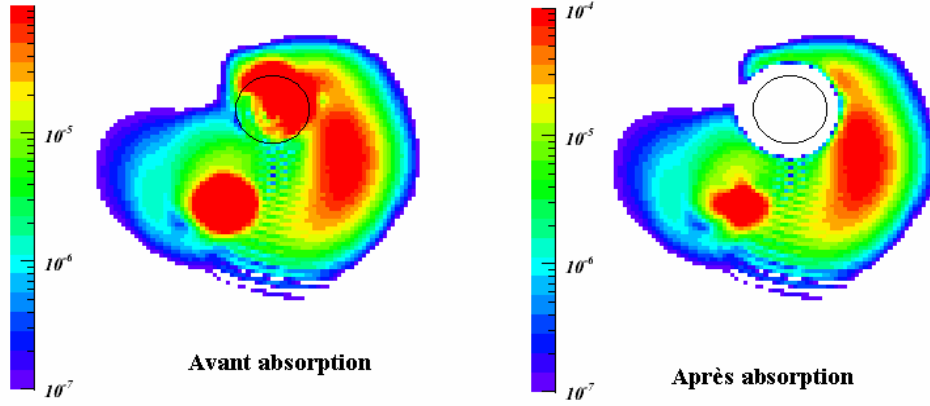


FIGURE 4.5 – Exemple de distribution en densité de probabilité avant et après absorption. A droite, le projectile est complètement absorbé tandis qu’une partie de la cible est retenue pour l’analyse.

La fonction d’onde des deux neutrons corrélés qui restent dans la cible n’est pas absorbée car sa contribution est essentielle pour reconstruire les distributions en angle relatif dans le cas où un seul des deux neutrons est émis.

#### 4.3.2 Construction des observables d’intérêt

Pour la plupart des figures qui vont suivre, les grandeurs physiques vont être représentées en terme de densité de probabilité de présence. Celle-ci est donnée :

- pour les observables à un corps : par la densité  $\rho(\vec{r})$ .
- pour les observables à deux corps : par la densité à deux corps  $\rho(\vec{r}_1)\rho(\vec{r}_2)(1 - P_{12}) + C_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ .

Expérimentalement, on a seulement accès aux distributions angulaires des neutrons et aux énergies cinétiques. Ces deux observables peuvent être reconstruites dans le calcul théorique à partir de la distribution en impulsion donnée par  $|\phi_\alpha^{emis}(\vec{p})|^2$ , obtenue en appliquant la transformée de Fourier à la partie de la fonction d’onde émise (non absorbée) :

$$\tilde{\phi}_\alpha(\vec{p}) = \int \exp\left(-i\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar}\right) \phi_\alpha(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (4.4)$$

où  $\tilde{\phi}$  représente la transformée de Fourier de la fonction d’onde.

Pour chaque couple d’impulsion  $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ , les angles des neutrons sont obtenus à partir de leurs vitesses  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$  par :

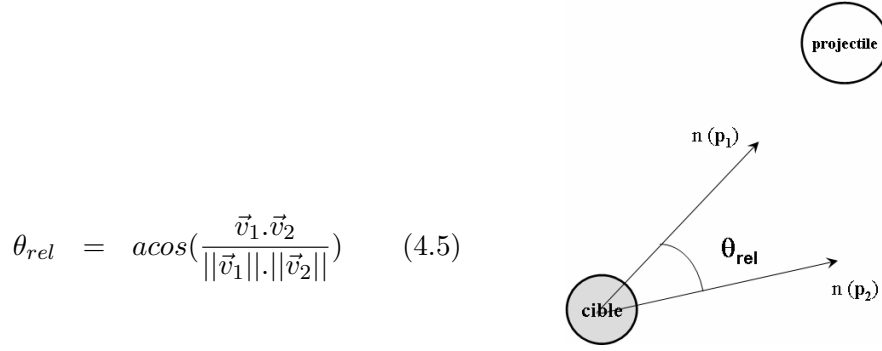


FIGURE 4.6 – Schéma des impulsions des neutrons et de leur angle relatif.

et l'énergie relative par :

$$E_{rel} = \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2 = \frac{1}{2m_n}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 \quad (4.6)$$

Le poids de chaque couple  $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  est obtenu à partir des densités à un corps et des corrélations à deux corps dans l'espace des impulsions. La partie liée à l'émission indépendante des deux neutrons est donnée par :

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}_1 \vec{p}_2 | \rho_1 \rho_2 (1 - P_{12}) | \vec{p}_1 \vec{p}_2 \rangle &= \sum_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta |\tilde{\phi}_\alpha(\vec{p}_1)|^2 |\tilde{\phi}_\beta(\vec{p}_2)|^2 \\ &- \sum_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta \tilde{\phi}_\alpha(\vec{p}_1) \tilde{\phi}_\alpha^*(\vec{p}_2) \tilde{\phi}_\beta(\vec{p}_2) \tilde{\phi}_\beta^*(\vec{p}_1) \end{aligned} \quad (4.7)$$

où  $\tilde{\phi}_\alpha(\vec{p}) = \langle \vec{p} | \alpha \rangle$  représente les fonctions d'onde à un corps et  $n_\alpha$  l'occupation de l'état  $|\alpha\rangle$ . L'émission corrélée est donnée, quant-à elle, par :

$$C_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \sum_{\alpha\beta} \tilde{\phi}_\alpha(\vec{p}_1) \tilde{\phi}_{\bar{\alpha}}(\vec{p}_2) C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}} \tilde{\phi}_\beta(\vec{p}_1) \tilde{\phi}_{\bar{\beta}}(\vec{p}_2) \quad (4.8)$$

où  $C_{\alpha\bar{\alpha}\beta\bar{\beta}}$  correspond à l'élément de la matrice de corrélation à deux corps.  $C_{12}$  est déjà antisymétrisé dans le calcul.

### 4.3.3 Extraction de la distribution en angle relatif des deux neutrons dans TDHF

Un calcul TDHF de la collision d'un noyau sans corrélation avec un noyau perturbateur de  $^{208}\text{Pb}$  permet d'obtenir un point de comparaison avec un calcul TDDM<sup>P</sup> pour un noyau corrélié. La distribution angulaire à un corps des neutrons obtenue par ce calcul pour une collision d'un  $^{16}\text{O}$  (avec un cœur inerte d' $^{14}\text{O}$ ) avec un noyau de  $^{208}\text{Pb}$  est présentée sur la figure 4.7 (carrés et croix). Les fluctuations observées sont dues à la discrétisation du réseau

cartésien. Les traits pleins ou tiretés sont obtenus par un fit sur les points et permettent de guider les yeux. La distribution est dominée par la contribution des neutrons de la cible piquée autour de  $10^\circ$ . La contribution de la cassure nucléaire apparaît à partir des angles supérieurs à  $50^\circ$ .

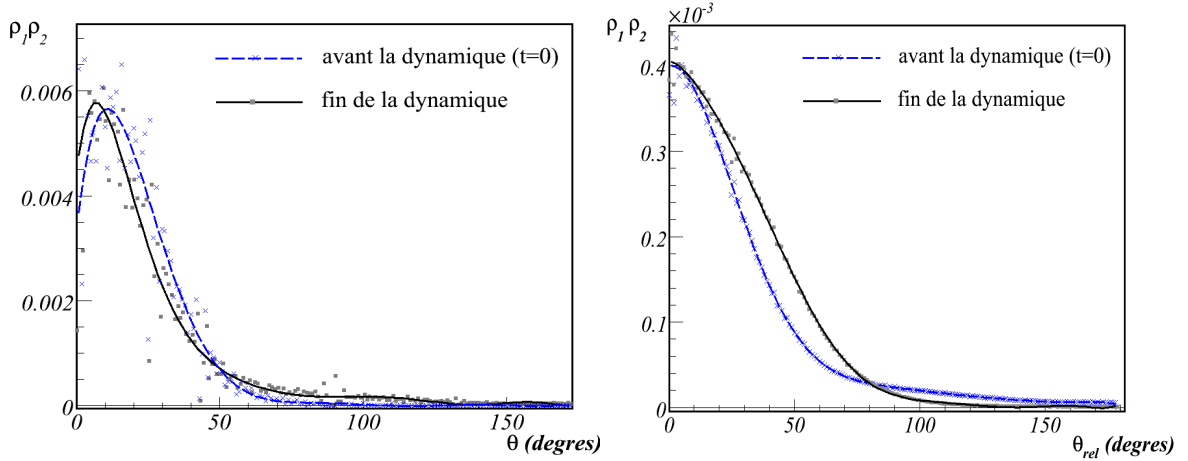


FIGURE 4.7 – Distribution angulaire à un corps des deux derniers neutrons liés (à gauche) et en angle relatif (à droite) obtenue par un calcul TDHF, avant et après la dynamique.

Les distributions en angle relatif avant et après la dynamique, présentées sur la figure 4.7, sont piquées à petit angle relatif. La distribution initiale pour les deux neutrons corrélés dans la cible s'étend déjà jusqu'à des grands angles relatifs de l'ordre de  $50^\circ$ . Comme pour extraire la distribution en angle relatif finale, on garde la contribution des deux neutrons corrélés restés dans la cible, on retrouve une forte contribution à petit angle relatif après la dynamique et une contribution plus élevée à grand angle relatif. Sur cette figure, on voit déjà que la contribution des deux neutrons restés dans la cible est importante à la fin de la dynamique et qu'elle domine la distribution en angle relatif. Etant donné que la distribution en angle à un corps est aussi très peu différente avant et après la dynamique, il reste relativement difficile de faire ressortir la contribution liée à l'émission. L'émission indépendante des deux neutrons ainsi obtenue sert de point de comparaison pour les calculs avec des corrélations initiales entre les neutrons.

## 4.4 Les corrélations à deux corps avec TDDM<sup>P</sup>

### 4.4.1 Initialisation de différentes corrélations à deux corps

Afin d'étudier l'influence des corrélations initiales au sein du noyau sur la cassure nucléaire, le noyau d'<sup>16</sup>O a été initialisé avec deux types de corrélation différentes générées par une interaction résiduelle dépendant de la densité attractive ( $v_0 = -300 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ ) ou répulsive ( $v_0 = 300 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ ).

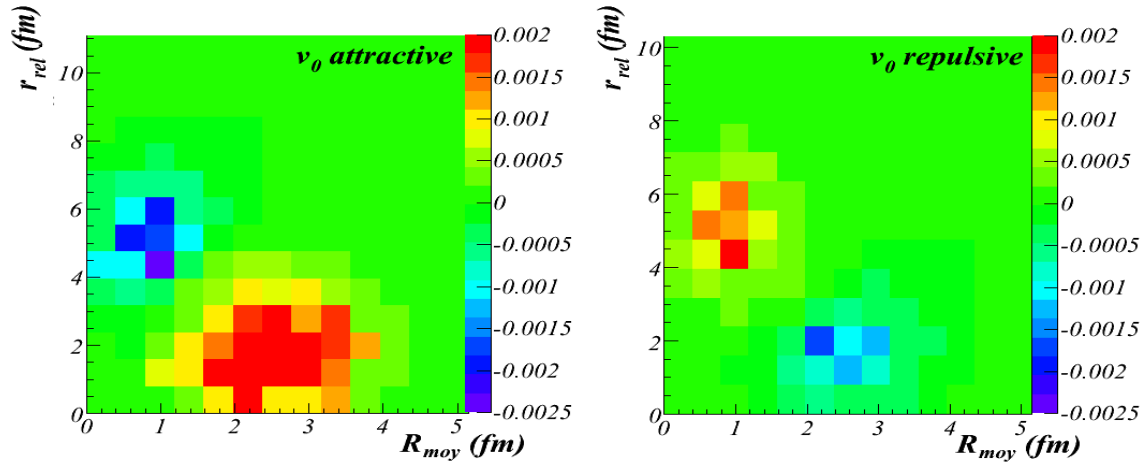


FIGURE 4.8 — Corrélations spatiales initiales : à gauche, pour la force attractive ; à droite, pour la force répulsive.

La corrélation spatiale des deux neutrons ainsi obtenue est représentée sur la figure 4.8 en fonction de la distance relative entre les deux neutrons et de la distance entre le cœur et le centre de masse des deux neutrons. Dans le cas d'une force attractive, la corrélation est très forte ( $\sim 0,006$ ) pour une distance entre les deux neutrons de l'ordre de 1-2 fm et une distance au cœur de l'ordre de 3 fm. Une corrélation négative apparaît pour des distances relatives entre les deux neutrons très grandes mais de plus faible intensité ( $\sim -0,002$ ). Pour la force répulsive, c'est exactement le contraire : une corrélation forte ( $\sim 0,002$ ) apparaît pour les grandes distances entre les deux neutrons ( $\sim 5 \text{ fm}$ ) et une distance au cœur relativement faible ( $\sim 1 \text{ fm}$ ). Par contre, pour des neutrons proches, la corrélation est négative et de l'ordre de  $-0,0015$ .

Dans l'espace des impulsions, la corrélation initiale en angle relatif peut être extraite, dans le référentiel du <sup>208</sup>Pb, pour les deux interactions résiduelles (*cf.* figure 4.9). Les deux corrélations sont très différentes avec des minima et des maxima opposés. Dans le cas où les neutrons sont spatialement proches, leur impulsion relative est grande (selon



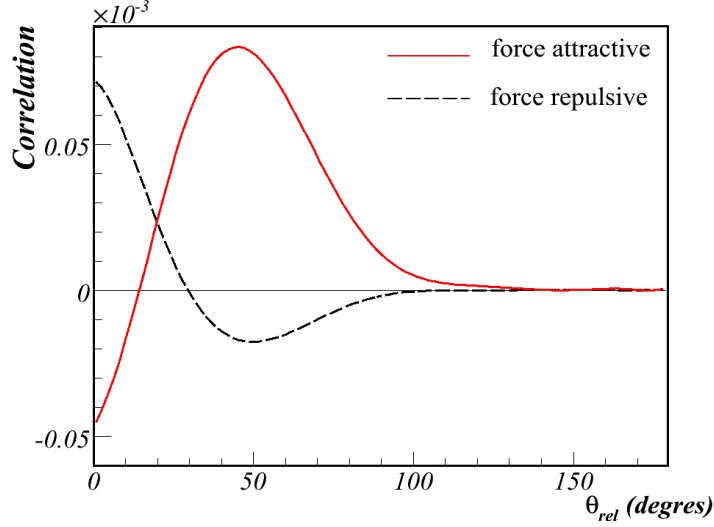


FIGURE 4.9 – Corrélation en angle relatif initiale pour une force attractive (trait plein) ou une force répulsive (trait tireté).

le principe d’Heisenberg) et la corrélation maximale pour des angles relatifs de l’ordre de  $50^\circ$ . En revanche, dans le cas où les deux neutrons sont éloignés, leur impulsion relative est petit. Ainsi la corrélation est maximale autout de  $0^\circ$ . Les vitesses initiales des deux neutrons sont alignés dans le cas anti-corrélé et forment un angle centré sur  $50^\circ$  pour le cas corrélé.

L’utilisation d’interactions résiduelles différentes permet donc de créer des noyaux avec des profils de corrélations variés. Par la suite, nous regardons leur influence sur les distributions en angle relatif après émission.

#### 4.4.2 Corrélation en énergie et en angle relatif

##### Distributions à un corps

L’évolution dynamique de l’ $^{16}\text{O}$  corrélé ou anticorrélé est ensuite réalisée dans TDDM<sup>P</sup>. Les profils de densités à un corps ou les distributions à un corps obtenues dans les deux cas ne présentent que peu de différences entre elles et sont très proches des résultats obtenus avec TDHF (*cf.* figure 4.10). Les petites différences observées proviennent du fait que lorsqu’on rajoute une interaction résiduelle, attractive ou répulsive, l’énergie de liaison du noyau s’en trouve modifié. Par exemple, dans le cas attractif présenté ici, le noyau est plus lié que dans un calcul TDHF.

Les corrélations initiales jouent peu de rôle au niveau des observables à un corps. En

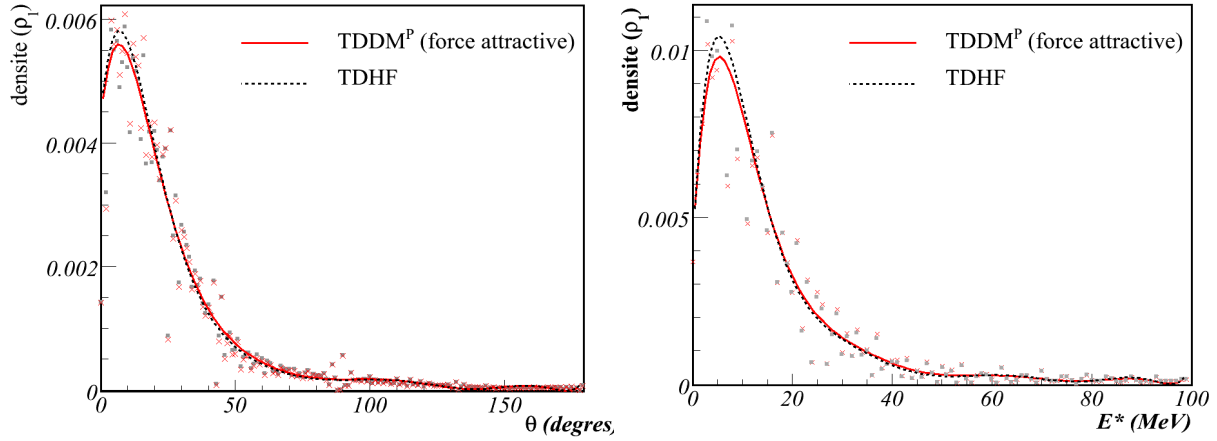


FIGURE 4.10 – Distributions à un corps (en angle, à gauche et en énergie dans le centre de masse de  $^{16}\text{O}$ , à droite) issues d'un calcul TDHF et d'un calcul TDDM<sup>P</sup> avec une force attractive . Les normalisations de ces courbes sont arbitraires.

revanche, les observables à deux corps (angle relatif et énergie relative) sont très affectées, comme nous allons le voir.

### Distributions en énergie relative

Les distributions en énergie relative ont été extraites du calcul (*cf.* figure 4.11) et la partie corrélée de cette émission (obtenue par  $C_{12}$ ) est représentée à droite de la figure 4.11. Les distributions en énergie relative totales sont très similaires entre un calcul TDHF et TDDM<sup>P</sup>. Cependant, la partie corrélée de l'émission montre de grandes différences en fonction des corrélations initiales : lorsque les deux neutrons ont une corrélation attractive entre eux, ils sont émis avec une énergie relative très petite. Par contre, dans le cas anti-corrélé, les deux neutrons ont une énergie relative piquée autour de 20 MeV. Etant donné qu'un des neutrons reste dans la cible et que l'autre est émis par cassure nucléaire, l'un possède la vitesse de  $^{16}\text{O}$  et l'autre est émis avec une vitesse moindre car il est ralenti par le potentiel nucléaire du  $^{208}\text{Pb}$ .

Cela confirme l'idée que lorsque les deux neutrons ont une corrélation attractive, ils vont tous les deux subir la cassure nucléaire et être émis avec des énergies proches. En revanche, lorsque leur corrélation est répulsive, l'un est émis par cassure nucléaire avec une énergie inférieure à l'énergie du faisceau mais assez élevée, alors que l'autre reste dans la cible donc avec l'énergie du faisceau. La différence en énergie, dans ce cas est plus élevée, comme on l'observe.

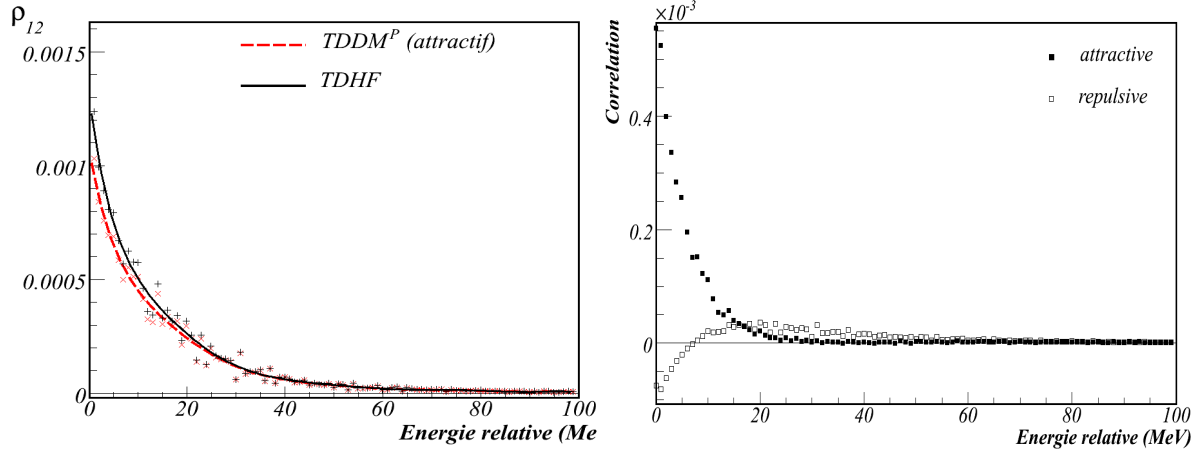


FIGURE 4.11 – Distribution en énergie relative lors de la cassure nucléaire d’un noyau corrélé : à gauche, force attractive et émission indépendante ; à droite, force répulsive et émission indépendante.

Dans l’expérience de cassure nucléaire que nous avons réalisée et qui est présentée à partir du chapitre 6, le dispositif expérimental utilisé ne permettait pas d’extraire les énergies des neutrons avec suffisamment de précision. En revanche, il offrait une très grande couverture angulaire. C’est pourquoi, nous nous sommes concentrés d’un point de vue théorique sur les corrélations angulaires.

### Distributions en angle relatif

Les distributions en angle relatif (obtenues grâce à  $\rho_{12}$ ) possèdent deux composantes : une partie liée à l’émission indépendante ( $\rho_1\rho_2(1 - P_{12})$ ) et une partie liée à l’émission corrélée ( $C_{12}$ ). La distribution en angle relatif est comparée sur la figure 4.12 à la distribution obtenue dans TDHF (qui contient seulement la partie  $\rho_1\rho_2(1 - P_{12})$ ) c’est-à-dire lorsqu’il n’y a aucune corrélation initiale entre les deux neutrons. On peut remarquer que les écarts sont faibles entre la distribution pour un noyau corrélé et la distribution obtenue sans corrélation dans TDHF (cf. figure 4.12). Ces faibles écarts proviennent du fait que :

- la contribution de la cible est très forte et domine les petits angles.
- les corrélations dynamiques sont plus importantes que celles provenant des corrélations initiales.

Pour mieux identifier les différences entre les deux types de corrélation, il est nécessaire d’extraire la partie corrélée ( $C_{12}$ ) de la distribution en angle relatif. L’extraction de cette fonction de corrélation est au cœur de l’étude expérimentale qui va suivre. En effet, pour

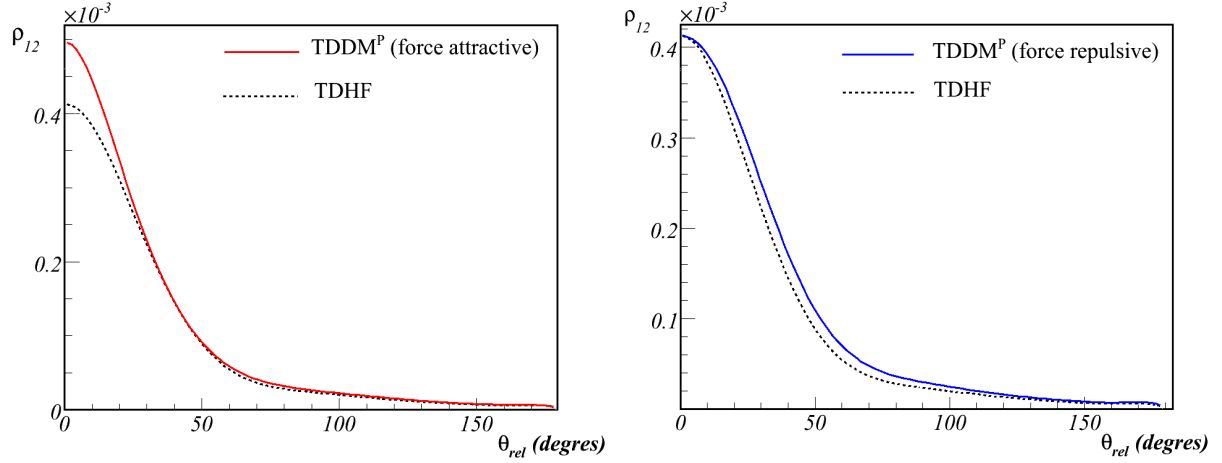


FIGURE 4.12 – Distributions angulaires à deux corps pour un noyau non corrélé (TDHF), un noyau corrélé avec une force attractive (à gauche) et un noyau corrélé avec une force répulsive (à droite).

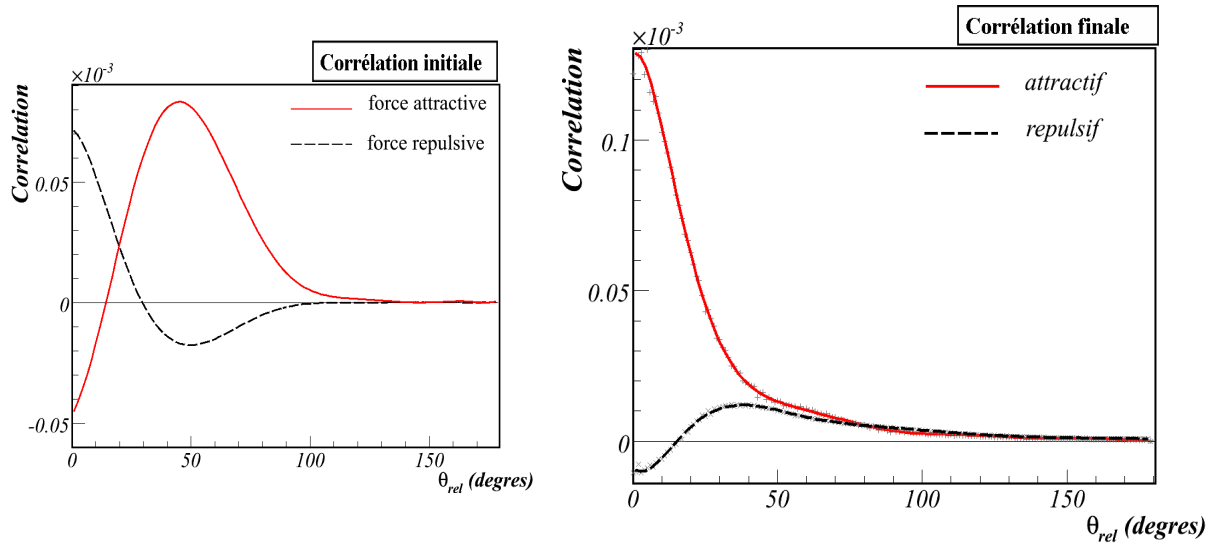


FIGURE 4.13 – A droite : Fonction de corrélation pour un noyau corrélé avec une force attractive et un noyau corrélé avec une force répulsive. A gauche : rappel de la corrélation initiale pour ces deux forces.

l'obtenir il est nécessaire de pouvoir comparer la distribution en angle relatif obtenue dans le cas corrélé, à la distribution que l'on aurait obtenue s'il n'y avait pas de corrélations

initiales entre les deux neutrons. La figure 4.13 montre des fonctions de corrélations très différentes pour la force attractive et la force répulsive. Dans le cas attractif, les deux neutrons sont essentiellement détectés à petit angle relatif puis la corrélation diminue au-delà de  $40^\circ$ . En revanche, pour le cas répulsif, les deux neutrons sont distribués sur des angles de  $30^\circ$  à  $80^\circ$ . Ces angles correspondent au cas où l'un des deux neutrons est émis et le deuxième reste dans la cible. Cela correspond à l'image intuitive que l'on avait de la cassure nucléaire : dans le cas de deux neutrons proches spatialement, ils sont émis avec un petit angle relatif ; dans le cas où les deux neutrons sont éloignés, si l'un des neutrons est émis, l'autre reste dans la cible.

Dans les deux cas, comme on a gardé la fonction d'onde des neutrons corrélés restés dans la cible, on a une contribution des événements où les deux neutrons sont restés ensemble dans la cible. Afin de mieux identifier les provenances des corrélations, des coupures sur les angles à un corps des neutrons peuvent être réalisées. En effet, si on demande d'avoir deux neutrons émis à plus de  $20^\circ$  ou  $40^\circ$ , la contribution de la cible devrait être éliminée en grande partie. Pour une corrélation attractive, la contribution à petit angle relatif reste présente malgré les coupures, ce qui indique bien que les deux neutrons ont été émis ensemble (cf. figure 4.14).

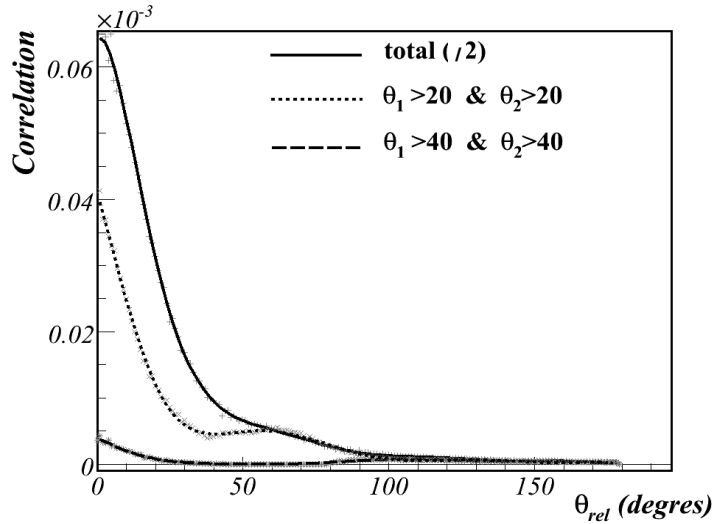


FIGURE 4.14 — Fonction de corrélation pour un noyau corrélé avec une force attractive avec les conditions : 2 neutrons à plus de  $20^\circ$  et deux neutrons à plus de  $40^\circ$ .

Cependant, cette condition ne permet pas d'obtenir d'information sur la corrélation répulsive étant donné que l'un des deux neutrons n'est pas émis. C'est pourquoi une autre

condition a été mise en place : avoir au moins un des deux neutrons émis à plus de 20° ou plus de 40° (cf. figure 4.15). Dans ce cas, la contribution des deux neutrons restés dans la cible est enlevée, mais pas celle où un seul des neutrons est resté et l'autre a été émis. Avec ces conditions, la corrélation répulsive donne lieu à des angles de plus en plus élevés

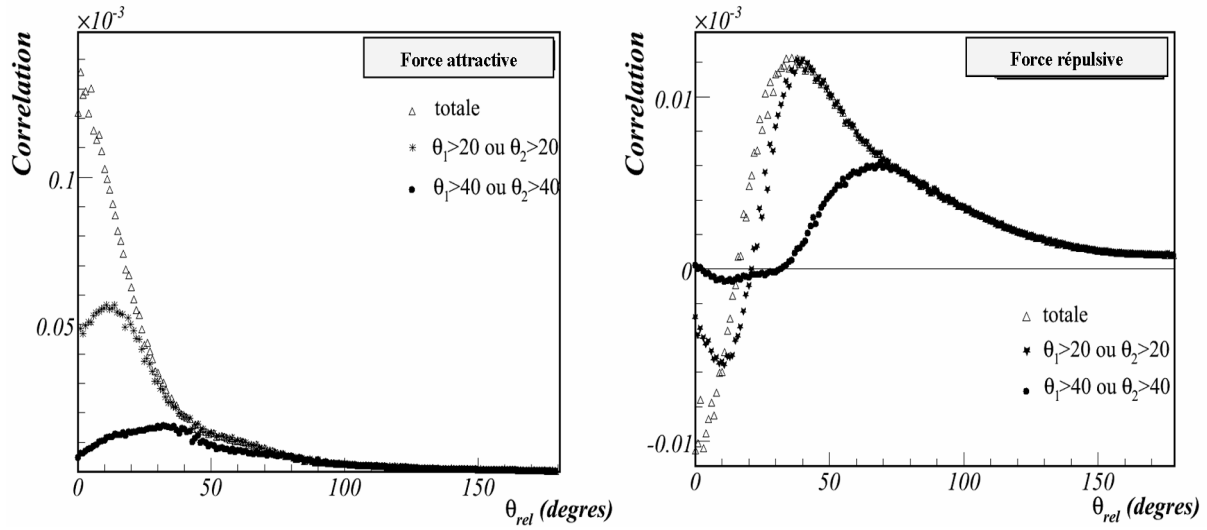


FIGURE 4.15 – Fonction de corrélation pour un noyau corrélié avec une force attractive (à gauche) et répulsive (à droite) avec les conditions : au moins un neutron à plus de 20° ou à plus de 40°.

alors que la corrélation attractive reste concentrée aux petits angles relatifs.

Ces coupures confirment que les contributions observées à petit angle relatif pour la corrélation attractive et à grand angle relatif pour la corrélation répulsive, proviennent bien de l'émission des nucléons et non de la cible.

#### 4.4.3 Test de sensibilité aux paramètres : paramètre d'impact, énergie du faisceau, énergie de liaison du projectile

Les différents paramètres correspondant aux conditions de la réaction calculée par TDDM<sup>P</sup> ont été testés pour mieux comprendre leur influence.

##### Paramètre d'impact et profondeur du potentiel du projectile

Plusieurs paramètres d'impact ont été testés pour la réaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ . Un paramètre d'impact de 10 fm est légèrement en-dessous du paramètre d'impact d'effleurement et favorise le transfert. En revanche, pour les paramètres d'impact plus élevés (de 11 à 13 fm), la cassure nucléaire et le transfert sont dominants. La fonction de corrélation en angle

relatif est représentée sur la figure 4.16 pour une force attractive et une force répulsive. Plus le paramètre d'impact est grand et plus l'intensité des corrélations est grande. Lorsque le paramètre d'impact augmente, la contribution du transfert diminue. En effet, pour 13 fm de paramètre d'impact, la contribution de la cassure à la fraction de fonction d'onde émise est deux fois plus grande que la contribution du transfert (*cf.* figure 4.2). Alors que pour un paramètre d'impact de 11 fm, les deux contributions sont du même ordre.

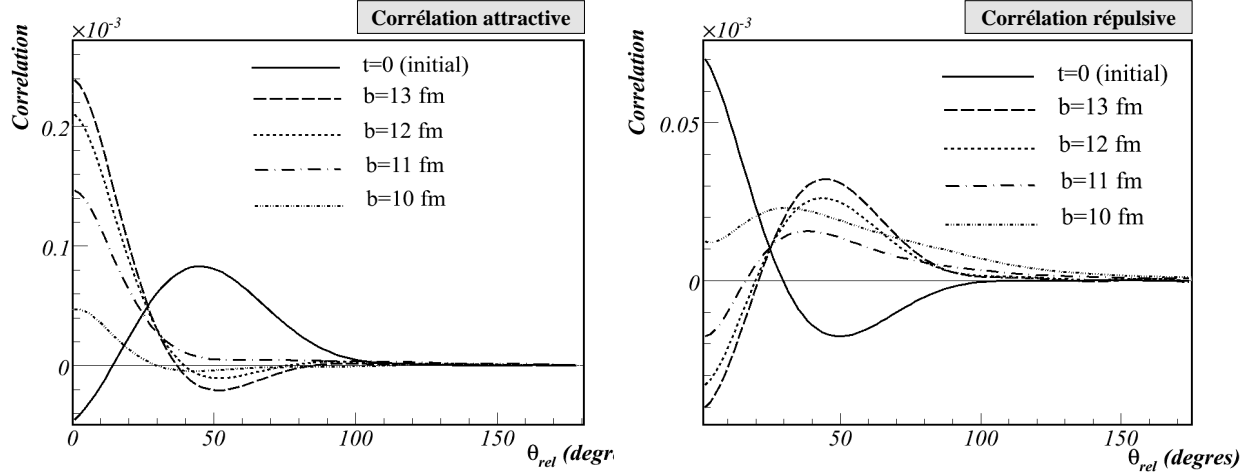


FIGURE 4.16 – Fonction de corrélation angulaire pour différents paramètres d'impact (10, 11, 12, 13 fm) pour une corrélation attractive (à gauche) et une corrélation répulsive (à droite).

Dans le cas d'une corrélation attractive, les deux neutrons ont des vitesses opposées. Ainsi le transfert du nucléon qui a sa vitesse dans la même direction que le projectile est facilité. L'autre nucléon sera plutôt émis au continuum. Pour le cas répulsif, seul l'un des deux neutrons peut être transféré.

Dans les deux cas, lorsque l'un des neutrons est transféré, comme on absorbe la partie de la fonction d'onde transmise au projectile, on perd l'information sur la corrélation à deux corps liée à l'émission. La corrélation dominante est celle liée aux deux neutrons restés dans la cible. Par exemple, dans le cas d'une corrélation répulsive, lorsque le paramètre d'impact diminue, la partie à petit angle relatif de la corrélation remonte petit à petit. Cette remontée correspond à une contribution de plus en plus importante de la corrélation des deux neutrons restés dans la cible, c'est-à-dire de leur corrélation initiale (en trait plein sur la figure). Le même comportement est observé pour la corrélation attractive.

Cette interprétation est confirmée par des tests sur la profondeur du potentiel. Plus le potentiel est profond et plus le mécanisme de transfert est présent. Les fonctions de corrélation pour la force attractive et la force répulsive pour les différentes profondeurs

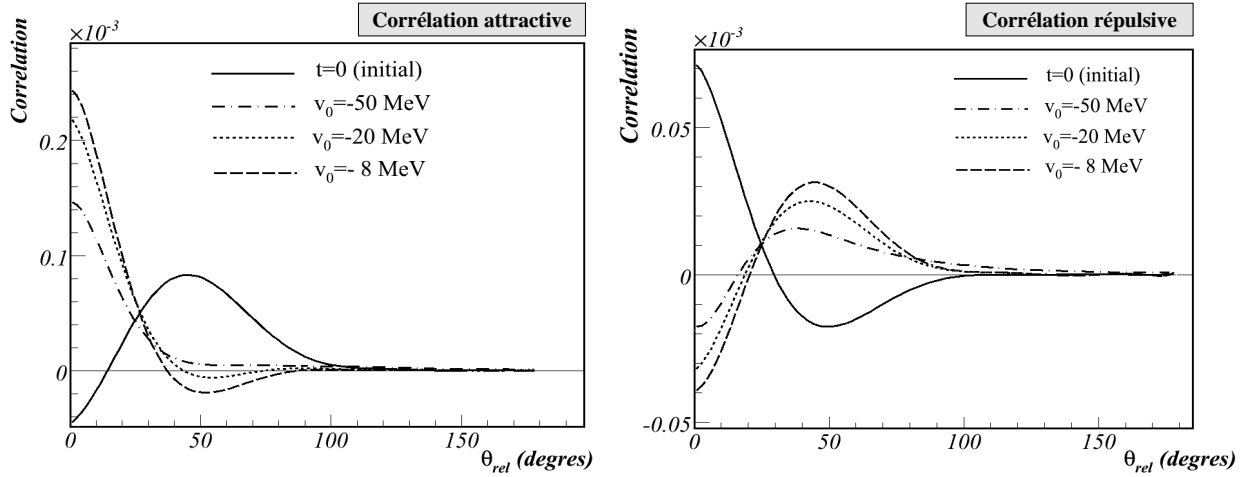


FIGURE 4.17 – Fonctions de corrélation pour différentes profondeurs de puits pour le projectile ( $V_0 = -8, -20$  et  $-50$  MeV) pour une corrélation initiale attractive (à gauche) ou répulsive (à droite).

( $V_0 = -50, -20$  et  $-8$  MeV) montrent d'autant plus de contribution de la corrélation des deux neutrons restés dans la cible que le puits est profond (*cf.* figure 4.17).

### Energie de faisceau

L'importance du mécanisme de transfert est aussi liée à la vitesse du faisceau. Pour des énergies de faisceau de l'ordre de 10-20 A.MeV, il est dominant avec des contributions de l'ordre de 20% alors que la cassure représente une fraction de moins de 2% de la fonction d'onde totale. Les figures 4.18 et 4.19 représentent les fonctions de corrélation obtenues pour différentes vitesses de faisceau pour une corrélation initiale attractive et répulsive. La figure 4.18 montre les mêmes corrélations mais après soustraction de la contribution des cas où les deux neutrons restent dans la cible. Cette soustraction est réalisée en ajustant la courbe des corrélations initiales de sorte à ce quelle coïncide en son maximum avec la corrélation finale dans le cas où  $v = 50$  A.MeV et 20 A.MeV. Pour les autres énergies de faisceau, le même coefficient d'ajustement est utilisé car on n'a pas de point de repère particulier sur la courbe. Cette soustraction approximative permet de faire ressortir les corrélations à petit angle relatif pour la force attractive et à grand angle relatif pour la force répulsive.

Deux cas distincts apparaissent sur les courbes : à 20 A.MeV, la contribution du transfert est très forte et les corrélations de la cible dominent. En revanche, pour les vitesses supérieures à 40 A.MeV, la contribution de la cible domine encore mais parce que le projectile est rapide et provoque moins d'émission.



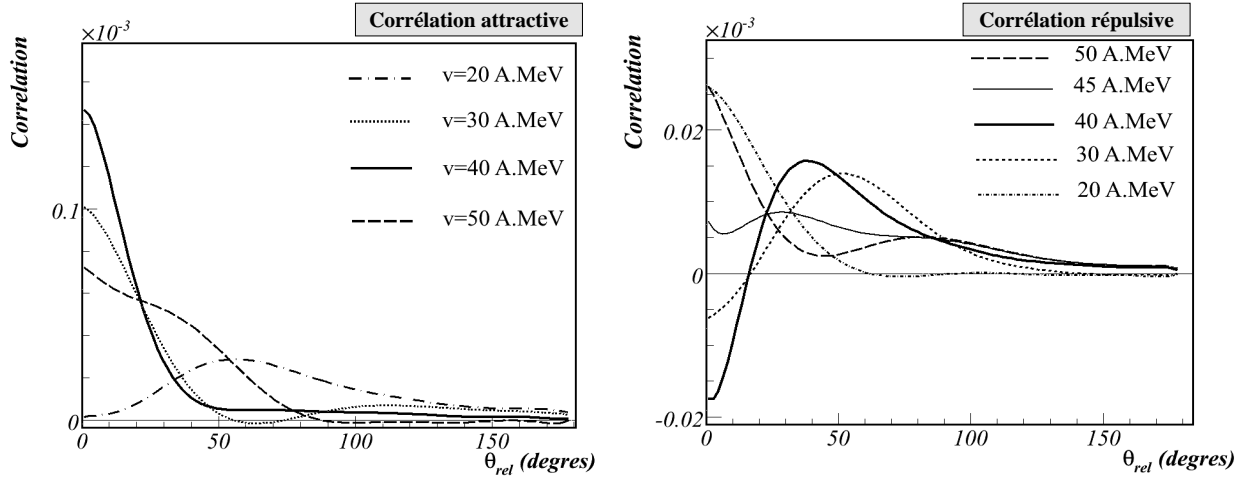


FIGURE 4.18 – Fonctions de corrélation pour différentes vitesses incidentes du projectile (20, 30, 40 et 50 A.MeV) pour une corrélation initiale attractive (à gauche) et une corrélation initiale répulsive (à droite), sans soustraction de la cible .

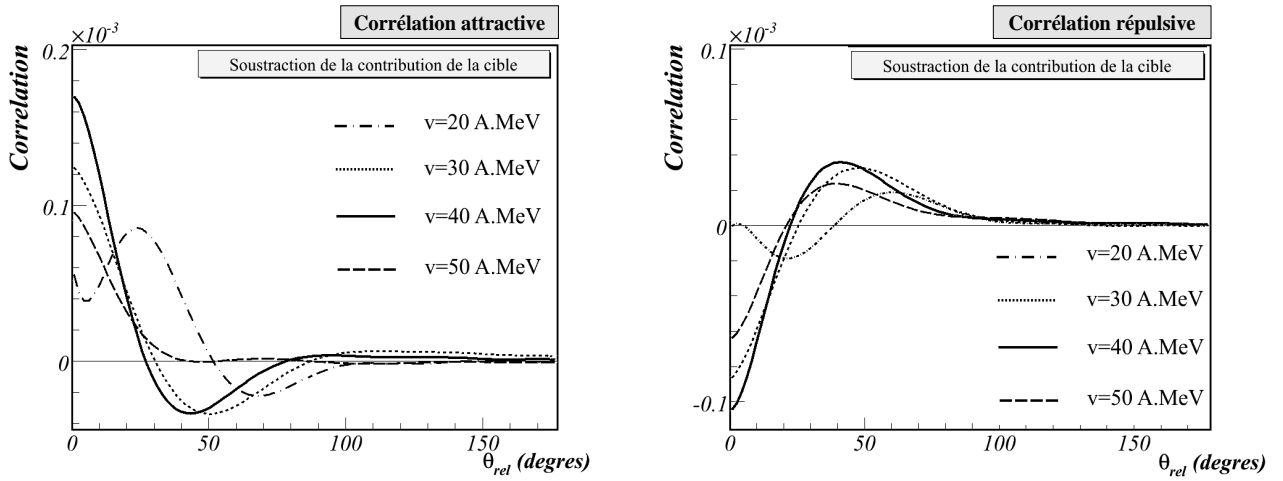


FIGURE 4.19 – Fonctions de corrélation pour différentes vitesses incidentes du projectile (20, 30, 40 et 50 A.MeV) pour une corrélation initiale attractive (à gauche) et une corrélation initiale répulsive (à droite) après soustraction de la contribution des corrélations induites par le cas où les deux neutrons restent dans la cible .

Tous les tests présentés dans ce paragraphe sur les paramètres du calcul montrent que la contribution des corrélations des deux neutrons restés dans la cible joue un rôle important, il est donc nécessaire de bien les identifier. Ils confirment aussi la présence de fortes de corrélations à petit angle pour une corrélation attractive et d'une forte corrélation

à grand angle relatif pour une corrélation répulsive, pour une large gamme de paramètres d'impact, d'énergies de liaison du projectile et d'énergies de faisceau.

## 4.5 Conclusion

L'évolution dynamique réalisée grâce au modèle  $\text{TDDM}^P$  est un des premiers calcul de collision prenant en compte les corrélations à deux corps au-delà du champ moyen. Les corrélations finales entre les deux derniers neutrons d'un noyau d' $^{16}\text{O}$  se cassant sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  ont pu être extraites pour deux types de corrélations initiales différentes. D'une part, ce calcul a permis de montrer que les différences observées entre les deux configurations sont discernables des effets simplement liés à la cinématique de la réaction. Et d'autre part, ce premier calcul dynamique  $\text{TDDM}^P$  avec deux types de corrélations confirme notre intuition de la cassure nucléaire (*cf.* figure 1.8). Si les deux nucléons sont fortement corrélés, ils sont émis ensemble lors de la cassure nucléaire. En revanche, s'ils sont anti-corrélés, seul l'un d'entre eux est émis et le deuxième reste dans la cible.

De plus amples études peuvent être menées à partir du modèle développé lors de cette thèse, notamment pour des mécanismes de réaction tels que le transfert ou la fusion. En particulier, pour les réactions à basse énergie, les effets des corrélations à deux corps sont importants et peuvent être étudiés à l'aide de cette théorie.



## Deuxième partie

# Etude expérimentale de la cassure nucléaire de l' $^6\text{He}$



## Chapitre 5

# La rencontre d'un mécanisme et d'un noyau : Le “Towing Mode” de l' $^6\text{He}$ .

*On ne montre pas sa grandeur pour être à une extrémité,  
mais bien en touchant les deux à la fois*  
*Blaise Pascal*

Dans ce chapitre, l'aspect expérimental de la cassure nucléaire d'un noyau corrélé est envisagé. Les noyaux borroméens sont le lieu privilégié de l'étude des corrélations à deux corps. Leur existence même est liée à l'interaction entre leur coeur et les deux neutrons de leur halo. La forte corrélation de ces deux neutrons peut être explorée à l'aide du “Towing-Mode”, comme nous l'avons montré dans la partie précédente. Parmi les noyaux borroméens connus, notre choix s'est porté sur l' $^6\text{He}$ . Un état des lieux des connaissances sur l' $^6\text{He}$  est tout d'abord donnée avant d'aborder son étude à travers le mécanisme de Towing-Mode sur une cible de Plomb.

### 5.1 Le choix de l' $^6\text{He}$

Parmi les noyaux à halo, le choix de l' $^6\text{He}$  pour l'étude des corrélations à deux corps se base sur plusieurs considérations : sa structure simple de noyau borroméen, les propriétés de son continuum ainsi que les taux de production élevé auprès des accélérateurs.

### 5.1.1 Le halo de deux neutrons de l' $^6\text{He}$

Les noyaux à halos ont été mis en évidence expérimentalement par des mesures de sections efficaces totales de réaction pour des noyaux légers [Tan88] révélant un rayon anormalement élevée pour les noyaux d' $^6\text{He}$ , de  $^{11}\text{Li}$ , de  $^{11}\text{Be}$ , de  $^{14}\text{Be}$  et de  $^{17}\text{B}$  (cf. figure 5.1). En effet, les sections efficaces totales d'interaction des noyaux à halos,  $\sigma_I(A)$ , sont nettement supérieures aux sections efficaces pour leur coeur,  $\sigma_I(A - \text{halo})$ . De plus, elles obéissent approximativement à la relation d'additivité :

$$\sigma_I(A) = \sigma_I(A - \text{halo}) + \sigma_{-\text{halo}} \quad (5.1)$$

où  $\sigma_{-\text{halo}}$  représente la section efficace de dissociation du noyau à halo conduisant à la perte des neutrons du halo [War00, War96] (cf. figure 5.1). Ces systèmes peuvent être donc décomposés en deux sous-systèmes : le coeur et le (ou les) neutrons du halo [Han87, Oga92].

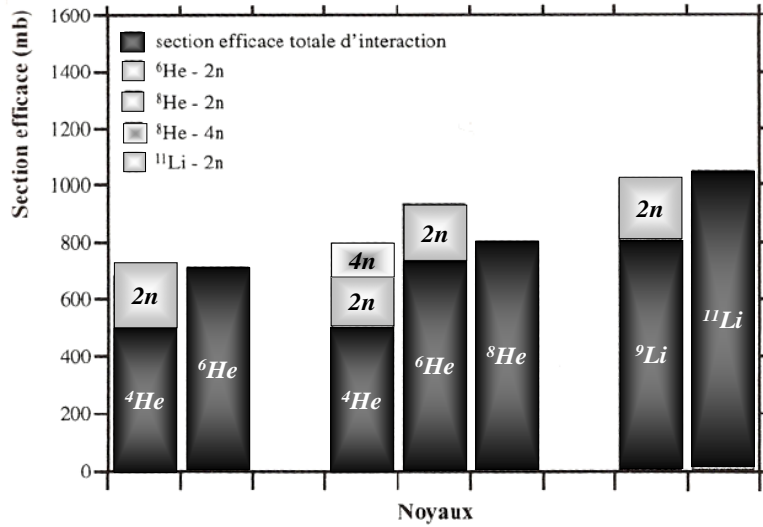


FIGURE 5.1 – Sections efficaces d'interaction totales pour les noyaux à halo et leurs coeurs. Les sections efficaces de dissociation du noyau à halo mesurées sur une cible de  $^{12}\text{C}$  à 800 MeV/A sont également représentées dans la colonne située à droite [Gre97] .

La présence d'un halo pour l' $^6\text{He}$  a aussi été confirmée par des études de diffusion élastique. En particulier, les distributions de matière dans les noyaux à halo et le rayon ont été extraits. Les résultats obtenus à travers diverses analyses théoriques sont présentés dans le tableau (5.1). Cependant, ces expériences montrent peu de sensibilité aux détails de structure [Wep00] car le processus est plus sensible à la taille du coeur qu'aux nucléons du halo [Kor97].

Référence	rms(4n)	rms(2n)	rms(matière)	Méthode
<i>Section efficace d'interaction :</i>				
[Tan85]	2,59 ± 0,04	-	-	Glauber
<i>Diffusion élastique p à ~ 700 MeV/A :</i>				
[Alk97, Ege02]	2,48 ± 0,11	2,97 ± 0,24	2,30 ± 0,07	Glauber
[Alk97, Alk98]	-	-	2,50 ± 0,07	3 corps + projectile
[Alk97, Abu96]	2,78	-	2,51	Glauber complet
[Alk97, Tom00]	-	-	2,38	corrélacion dynamique
[Neu02, Alk02]	-	2,88 ± 0,27	2,30 ± 0,06	Glauber (densité réalistes)
<i>Approches théoriques :</i>				
[Cso93]	2,65	-	-	configurations $t + t$
[Ara99]	2,57-2,77	-	-	$3n + n$ pour l' $\alpha$

TABLE 5.1 – Expériences de diffusion élastique de l'<sup>6</sup>He

En revanche, la diffusion inélastique [Lag01, Ste02] est sensible à la forme de la distribution et donc au halo. La figure 5.2 donne les sections efficaces attendues pour un noyau avec et sans halo, dans le cadre d'un modèle microscopique, basé sur un potentiel optique complexe et non local. Les données expérimentales signent clairement la présence d'un halo pour l'<sup>6</sup>He.

### 5.1.2 Le continuum de l'<sup>6</sup>He

Le continuum connu de l'<sup>6</sup>He est essentiellement constitué par le premier état excité qui est une résonance  $2^+$  d'énergie  $E_r = 1,797 \pm 0,025$  MeV et de largeur  $\Gamma = 0,113$  MeV [Ajz88]. Le reste du spectre, au delà de cette résonance, reste mal connu.

Les modèles utilisant les harmoniques sphériques [Ers97, Dan98] prédisent, à basse énergie d'excitation ( $E_d < 10$  MeV), un second état  $2^+$  ainsi que des états  $1^+$  et  $0^+$ . La structure particulière du noyau à halo permet aussi d'envisager un mode d'oscillation dipolaire entre les deux neutrons et le coeur ("soft dipole resonance", SDR), prédite théoriquement comme une excitation  $1^-$  [Ike92, Han93].

Expérimentalement, la diffusion inélastique est un outil pour l'étude des états du continuum de l'<sup>6</sup>He [Cre07]. En particulier dans l'expérience [Lag02], plusieurs états entre 3 et 6 MeV ont été interprétés comme des états  $0^+$ ,  $2^+$  et  $1^-$ . L'attribution de l'état  $1^-$  se base sur l'énergie de ce pic (1,8 MeV) en accord avec les calculs [Fun94] et [Cso93] qui prédisent un pic autour de 1,5 MeV (cf. figure 5.3), malgré le désaccord sur la largeur de ce pic.

Une autre approche du continuum de l'<sup>6</sup>He et notamment la recherche de résonance dipolaire douce, peut être réalisée grâce aux réactions d'échange de charge [Sak93, Jan96,



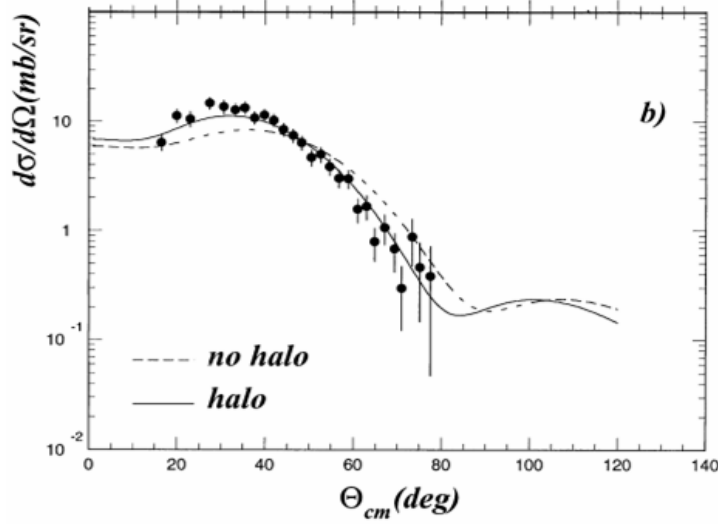


FIGURE 5.2 – Section efficace différentielle pour la diffusion inélastique à 40,9 A.MeV [Lag01] comparée aux prédictions d'un modèle microscopique pour un noyau avec et sans halo.

[Nak00, Nak00]. La réaction  $^6\text{Li}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^6\text{He}$  [Nak01] a permis d'observer la résonance dipolaire douce autour de 3 MeV avec une largeur de  $4 \pm 1$  MeV et cette interprétation est confortée par les calculs *ab initio* de la référence [Nav01].

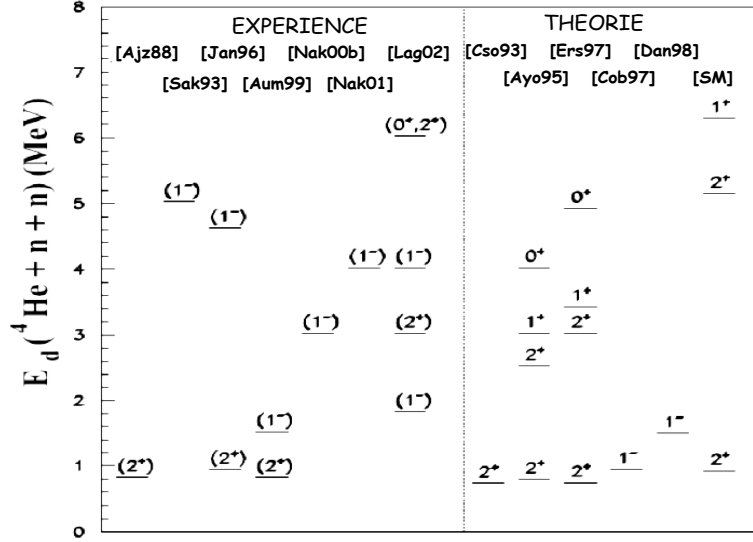
Les schémas de niveaux obtenus à travers ces expériences sont reportés sur la figure 5.3. Les résultats obtenus par des expériences de diffusion inélastiques [Lag02] ou de cassure coulombienne [Aum99] y figurent aussi. Ils montrent un grand désaccord entre eux, mais aussi avec les modèles théoriques [Cso93, Aoy02, Ers97, Cob97, Dan98] (*cf.* figure 5.3).

Récemment, la réaction  $^6\text{Li}(\gamma, \pi^+)^6\text{He}$  [Har07] a permis d'étudier l'état excité  $2^+$  de l' $^6\text{He}$ . L'avantage des réactions photonucléaires est que les interactions dans l'état initial et final sont faibles si l'énergie des  $\gamma$  est choisie de sorte que les  $\pi^+$  ne soient pas excités vers leur état résonant  $\Delta(1232)$ . Cette étude suggère que l'état  $2^+$  de l' $^6\text{He}$  présente aussi un halo.

### 5.1.3 Aspect expérimental

Le dernier avantage de l' $^6\text{He}$  est son taux de production auprès d'un accélérateur tel que le GANIL. Un faisceau Spiral d' $^6\text{He}$  possède une intensité supérieure de  $10^6$  à  $10^7$  pps alors qu'un faisceau de  $^{14}\text{Be}$  ou  $^{17}\text{B}$  est beaucoup moins intense.

D'autre part expérimentalement, la cassure de l' $^6\text{He}$  laisse l' $\alpha$  dans un état non excité ne nécessitant donc pas la détection, en coïncidence avec un  $\alpha$  et deux neutrons,

FIGURE 5.3 – Niveaux du continuum de l' ${}^6\text{He}$  expérimentaux et prédits théoriquement [Nor04].

d'un  $\gamma$  supplémentaire qui réduirait considérablement la statistique. Seuls les évènements présentant une coïncidence  $\alpha + n + n$  sont nécessaires.

## 5.2 Corrélation des neutrons dans l' ${}^6\text{He}$

### 5.2.1 Configuration spatiale des deux neutrons de l' ${}^6\text{He}$

La description des noyaux à halo peut être envisagée avec des théories à peu de corps ou des modèles d'agrégats (ou "cluster") [Jen01]. L' ${}^6\text{He}$  est décrit par un modèle à trois corps basé sur l'interaction  $\alpha$ -n et n-n et la prise en compte du principe de Pauli [Zhu93, Kuk86, Sag07]. Les corrélations spatiales entre le coeur et les neutrons du halo situés dans un état p présentent deux configurations dominantes dans l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$  (cf. figure 5.4) :

- la configuration di-neutron, où les deux neutrons sont proches l'un de l'autre mais à une distance relativement grande du coeur ( $R_{nn} \sim 2,1$  fm et  $r_{nn-core} \sim 2,8$  fm).
- la configuration cigare, où les neutrons sont situés de part et d'autre du coeur. Leur distance relative est grande, par contre leur distance au coeur est très faible ( $r_{nn}^{rms} \sim 4,5$  fm et  $r_{nn-\alpha}^{rms} \sim 1,2$  fm).

Ces deux configurations sont le pendant des corrélations obtenues avec une force attractive et une force répulsive dans la partie théorique. Ces corrélations proviennent essentiellement de la prise en compte du principe de Pauli entre les nucléons de l' $\alpha$  et les nucléons du

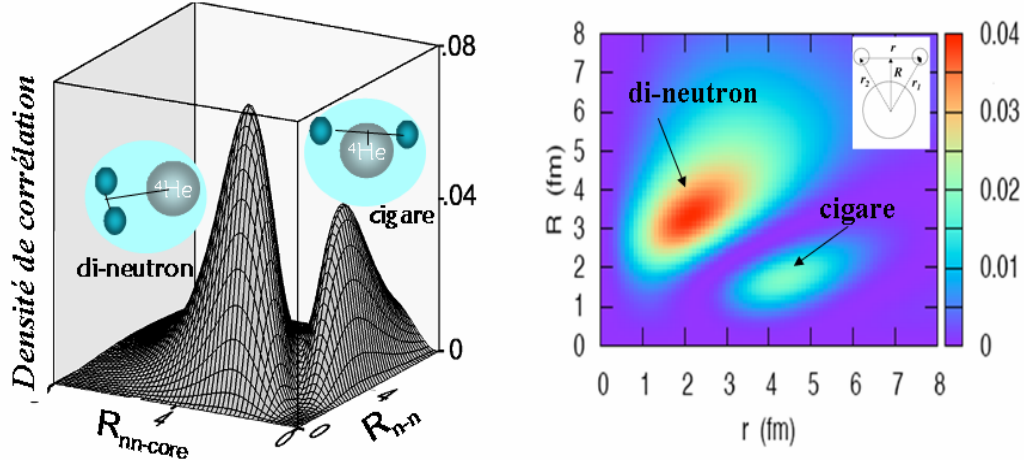


FIGURE 5.4 – A gauche : Densité de corrélation en 3D pour l'état fondamental de  ${}^6\text{He}$ ,  $R_{nn-core}=r$  et  $R_{nn}=R$  représentent les coordonnées de Jacobi à 3 corps, respectivement la distance moyenne des deux neutrons au coeur et la distance relative entre les deux neutrons [Zhu93]. A droite : fonction de corrélation calculée dans le cadre d'un modèle à trois corps avec une interaction d'appariement dépendant de la densité [Sag07]

coeur. Elles ne se traduisent pas par des rms ni par des profils de densité atypiques car ces observables sont des grandeurs intégrées. Des études adaptées sont donc nécessaires.

Par ailleurs, des calculs microscopiques [Cso93, Ara99] montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte une configuration  $t+t$  en plus de la configuration  $\alpha + n + n$  pour reproduire l'énergie de liaison de  ${}^6\text{He}$ .

Le but de l'expérience est d'étudier le type de corrélation, cigare ou di-neutron, de  ${}^6\text{He}$  à l'aide de la cassure nucléaire. Même si ce mécanisme n'a jamais été utilisé, des études de l'état fondamental de  ${}^6\text{He}$  ont déjà été menées à travers différents mécanismes de réaction. Elles sont détaillées dans les paragraphes qui suivent.

### 5.2.2 Décroissance $\beta$

Pour un noyau à halo, les derniers neutrons ont une grande partie de leur fonction d'onde délocalisée hors du coeur. Des décroissances  $\beta$  pourraient donc avoir lieu directement dans les états du continuum avec des probabilités de transition correspondant à des décroissances  $\beta$  superpermises. Pour un noyau à halo de deux neutrons, la décroissance de la paire de neutrons en deuton est énergétiquement permise. L'émission retardée de deuton a été observée expérimentalement dans  ${}^6\text{He}$  [Rii90, Bor93] et semble avoir lieu directement dans le continuum  $\alpha$ - $d$  sans passer par des états résonants du noyau fils, le

<sup>6</sup>Li. Le rapport d'embranchement pour cette émission est très faible et très sensible à la structure de halo [Bay94]. D'après une approche à trois corps avec la méthode des harmoniques sphériques [Zhu93], la configuration di-neutron de l'état fondamental de l'<sup>6</sup>He est principalement responsable de ce processus [Zhu02]. La configuration di-neutron de l'<sup>6</sup>He serait donc présente.

### 5.2.3 Capture radiative

La capture radiative consiste à envoyer un proton de 40 MeV correspondant à une longueur d'onde suffisamment petite ( $\lambda \sim 1$  fm) pour qu'il puisse être capturé par une partie seulement des trois constituants de l'<sup>6</sup>He : le cœur ou les deux neutrons. Ces captures permettent de produire différents noyaux et le rayonnement de freinage émet des  $\gamma$  dont le maximum de la distribution dépend de la capture. Au cours de la réaction <sup>6</sup>He( $p, \gamma$ ) à 40 MeV [Sau01] aucune capture du type  $2n(p, \gamma)t$  ou  $t(p, \gamma)\alpha$  n'a été observée. Cette absence semble montrer la faible contribution des configurations di-neutron et t-t, signant ainsi la prédominance de la configuration cigare, en opposition avec la conclusion précédente.

### 5.2.4 Transfert de 2n

Les réactions de transfert sont un outil performant pour l'étude spectroscopique des configurations nucléaires simples (position, spin-parité, facteurs spectroscopiques) dans des domaines d'énergie allant de quelques MeV/nucléons à quelques dizaines de MeV/nucléons. Elles peuvent aussi fournir des informations intéressantes sur les deux neutrons de valence de l'<sup>6</sup>He [Tim00] puisque la section efficace de transfert de 2 neutrons devrait être amplifiée par une configuration di-neutron de l'<sup>6</sup>He.

Plusieurs expériences de transfert de 2 neutrons de l'<sup>6</sup>He sur cible de <sup>4</sup>He,  $p$  ou <sup>65</sup>Cu ont été réalisées et sont répertoriées dans le tableau 5.2. Toutes montrent une augmentation de la section efficace de transfert attribuée à l'échange de deux neutrons avec la cible. Pour

Energie(C.M.) (MeV/A) <sup>6</sup> He	cible	Référence
$E_{CM}=11,6$ MeV	<sup>4</sup> He	[Raa03]
$E_{CM}=15,9$ MeV	<sup>4</sup> He	[Raa99]
$E_{CM}=60,3$ MeV	<sup>4</sup> He	[Ter98]
$E_{CM}=21,6$ MeV	<sup>1</sup> H	[Wol99]
$E_{CM}=21,6$ MeV	<sup>65</sup> Cu	[Cha08]

TABLE 5.2 – Expériences de transfert de 2 neutrons pour l'<sup>6</sup>He

comprendre ces sections efficaces, plusieurs modèles ont été utilisés. En DWBA [Oga99,

[Oga99], les sections efficaces de transfert de deux neutrons calculées de façon séparées pour la configuration di-neutron et la configuration cigare, montrent que la contribution de la configuration di-neutron suffit à elle seule à reproduire les données expérimentales (cf. figure 5.5). Le facteur spectroscopique de cette configuration a donc été établi à 1, en contradiction avec le résultat déduit par la capture radiative.

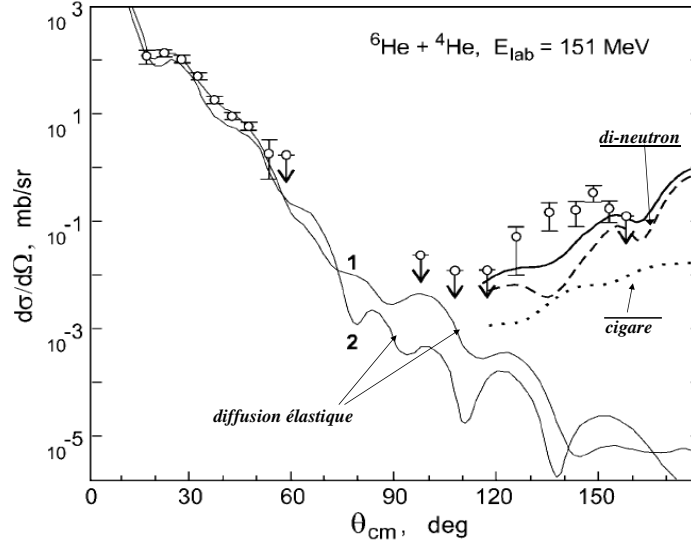


FIGURE 5.5 – Section efficace de diffusion élastique à 60,3 MeV dans le centre de masse. Les courbes en traits pleins représentent les potentiels de diffusion élastique. Le trait épais représente le transfert de 2 neutrons, la ligne tiretée la contribution de la configuration di-neutron au transfert, le trait en pointillés la contribution de la configuration cigare [Oga99].

Une analyse complémentaire avec le formalisme des voies couplées (CRC) [Ter98, Tim01, Kho04, Cha08] permet de prendre en compte de façon cohérente les amplitudes de la diffusion élastique et du transfert de deux neutrons. Cette méthode permet d'étudier d'autres aspects du transfert de deux neutrons notamment la contribution des processus directs et des processus de transfert en deux étapes. La figure 5.6 présente les résultats de ces calculs en comparaison avec les données expérimentales [Raa99, Raa03]. Les interférences entre les amplitudes de diffusion élastique et les amplitudes de transfert de 2n suffisent à expliquer les oscillations observées dans les sections efficaces. De plus, la contribution du processus de transfert en une étape est largement dominante dans tous les cas. Ce résultat est corroboré par l'analyse des sections efficaces de transfert d'un neutron, de deux neutrons, de fusion et de diffusion élastique [Cha08].

Par ailleurs, une contribution non négligeable du processus de transfert indirect via

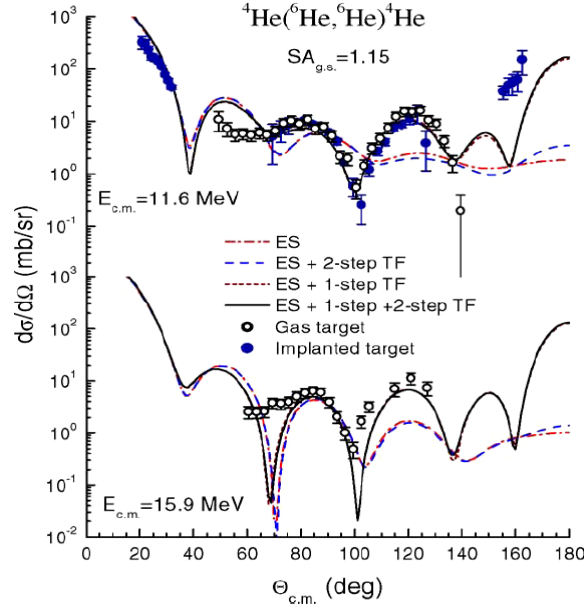


FIGURE 5.6 – Sections efficaces de diffusion élastique pour trois énergies différentes dans le centre de masse comparées aux résultats de calculs CRC pour un transfert direct, en deux étapes et pour la somme cohérente des deux contributions avec une facteur spectroscopique de 1,15 à gauche et de 1,0 à droite [Kho04].

l'état excité  $2^+$  de l' $^6\text{He}$  a été mis en évidence particulièrement pour l'énergie  $E_{CM}=60,3$  MeV, montrant que les facteurs spectroscopiques ne peuvent être extraits qu'en prenant en compte ces effets.

D'autre part, la configuration  $t + t$  évoquée au paragraphe 5.2.1 pourrait aussi entrer en jeu. Les principales valeurs des facteurs spectroscopiques établis par des expériences et des calculs théoriques sont reportées dans le tableau 5.3.

L'expérience de la référence [Gio05] a mesuré la distribution des tritons issus de la réaction  $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$  à 25 A.MeV en mettant l'accent sur les angles arrières où seule la configuration  $t$ - $t$  contribue (*cf.* figure 5.7). La configuration  $t$ - $t$  reste très peu présente et la majeure contribution à la section efficace provient de la configuration di-neutron.

Les difficultés rencontrées par les réactions de transfert pour établir un facteur spectroscopique de chaque configuration proviennent de la complexité de décrire ce mécanisme avec un modèle DWBA ou CRC. En effet, il faut à la fois prendre en compte correctement le mécanisme de réaction pour une paire de nucléons et inclure les effets de structure dans le mécanisme de réaction car ils ont un impact sur l'importance du transfert séquentiel par rapport au transfert direct. D'autre part, le transfert d'une paire de nucléons est décrit

$S_{\alpha-2n}$	$S_{t-t}$	Références
1,12	1,77	[Smi77]
-	0,49	[Ara99]
-	1,77	[Cla92]
1,12	0,42	[Wol99]
1.	-	[Oga99]
1.	0,25	[Rus03]
1.	0,08±0,04	[Gio05]

TABLE 5.3 – Facteurs spectroscopiques pour les configurations  $\alpha + 2n$  et  $t + t$  de l'<sup>6</sup>He.

en considérant que le di-neutron forme un cluster. Cette hypothèse n'est pas forcément adéquate. Par exemple, dans les calculs les plus récents de l'<sup>6</sup>He [Sag07], dans la configuration di-neutron l'angle relatif serait de l'ordre de 30°, incompatible avec une description de type "cluster".

### 5.2.5 Knock-out

Le knock-out d'un neutron de l'<sup>6</sup>He vers l'<sup>5</sup>He non lié a été étudié sur une cible de <sup>12</sup>C à une énergie de 240 A.MeV [Chu97]. La distribution angulaire du vecteur  $\vec{p}_{\alpha-n}$  par rapport à la direction du vecteur  $\vec{p}_{5He}$  (voir figure 5.8) présente une anisotropie qui peut être décrite par la fonction de corrélation :  $W(\theta_{\alpha n})=1+1,5 \cos^2(\theta_{\alpha n})$ . Cela signifie que le neutron est préférentiellement émis dans la direction de l'<sup>5</sup>He. Le coefficient de corrélation a permis de montrer que l'état fondamental de l'<sup>6</sup>He peut être décrit par la configuration (1p<sub>3/2</sub>) avec un mélange de 7% de (1p<sub>1/2</sub>)<sup>2</sup> [Chu97].

### 5.2.6 Cassure coulombienne

#### Interactions dans l'état final

Comme le mécanisme de dissociation coulombienne a une grande section efficace dans le cas des noyaux à halos, il a été largement utilisé pour étudier l'<sup>6</sup>He. Les distributions en impulsion du coeur et du neutron émis lors de telles réactions devraient permettre d'obtenir des informations sur la structure de l'<sup>6</sup>He, notamment à travers les corrélations en impulsion entre le neutron et l' $\alpha$  pour des énergies de l'ordre de la centaine de MeV [Zhu91]. Cependant, les distributions des fragments sont très fortement affectées par les interactions dans l'état final qui rendent les distributions en moment plus étroites [Orr92].

La cassure de l'<sup>6</sup>He sur une cible de <sup>208</sup>Pb à 240 A.MeV a été réalisée en reconstruisant complètement la cinématique des deux neutrons et du coeur d' $\alpha$  [Chu05]. Le processus

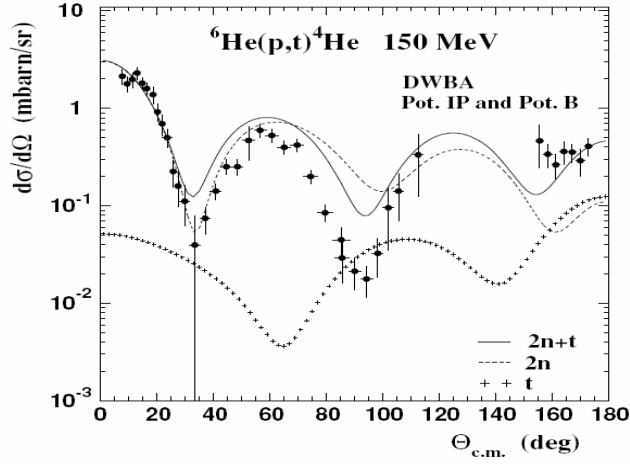


FIGURE 5.7 – Contribution des sections efficaces de transfert de  $t$  et de  $2n$  issues du calcul DWBA pour la réaction  ${}^6\text{He} (p,t){}^4\text{He}$  [Gio05].

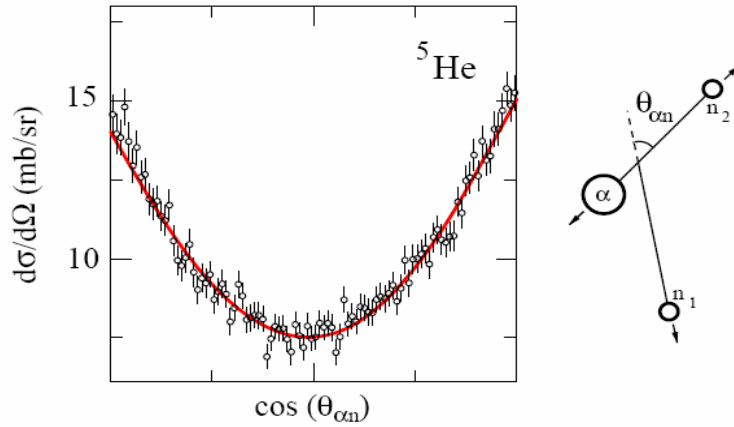


FIGURE 5.8 – Distribution en angle  $\theta_{\alpha n}$  entre l'impulsion de recul de l' ${}^5\text{He}$  et l'impulsion relative entre le fragment et le neutron. La ligne représente un ajustement polynômial en  $\cos(\theta_{\alpha n})$  [Chu97].

dominant à cette énergie sur une cible de Pb est la cassure coulombienne. Même si la cassure nucléaire est importante, elle conduit à la détection d'un seul neutron (événement de multiplicité 1) car le deuxième neutron est fortement dévié et ne peut pas être détecté avec le dispositif expérimental utilisé [Aum99, Mei02]. D'après les corrélations en angle et en énergie, les interactions dans l'état final de type  $n$ - $n$  et  $n$ - ${}^5\text{He}$  sont très importantes.



### Distribution de force E1

D'autre part, pour la réaction  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  sur cible de Pb [Aum99], les sections efficaces différentielles pour les excitations inélastiques vers le continuum de l' ${}^6\text{He}$  ont été mesurées. Comme la dissociation est largement dominée par la contribution électromagnétique, la distribution de force (“strength function”) E1 pour l' ${}^6\text{He}$  a pu être extraite (*cf.* figure 5.9). Elle a aussi été extraite pour la même réaction à 23,9 A.MeV [Wan02] et montre, de la même façon, une concentration importante de force à basse énergie. Les règles de somme E1 pour les clusters [Dan93] permettent de déduire la distance entre le centre de masse du noyau et le coeur :  $\sqrt{r_c^2}=1,12(13)$  fm et entre le centre de masse et le halo :  $\sqrt{r_h^2}=2,24(26)$  fm. La distance entre l' $\alpha$  et le centre de masse des deux nucléons de valence est donc de  $r_{\alpha-2n}=3,36(39)$  fm. Ces résultats sont très proches de ceux obtenus par un modèle à trois corps pour l' ${}^6\text{He}$  incluant l'interaction d'appariement par une force de contact dépendant de la densité [Sag07]. En effet, ce modèle donne :  $r_{c-2n}=3,878 \pm 0,324$ . Les auteurs de la référence [Sag07] déduisent de cette valeur ainsi que de celle du rayon moyen de matière (rms= $2,48 \pm 0,03$ ), l'angle entre les deux neutrons du halo :  $\langle \theta_{nn} \rangle = 51,56^{+11,21}_{-12,37}$ . Cet angle abonde dans le sens d'une configuration di-neutron.

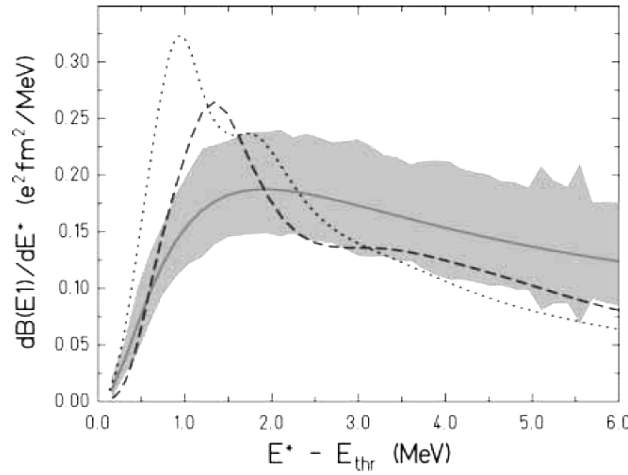


FIGURE 5.9 – Distribution de force E1 déduite de l'expérience [Aum99] avec les erreurs représentées par la zone ombrée. Les courbes en pointillés et en tirets représentent des calculs théoriques (références dans [Aum99]).

### Interférométrie d'intensité

Des informations sur les configurations spatiales des neutrons du halo d'un noyau borroméen peuvent être obtenues par la méthode d'interférométrie d'intensité [Mar00]. Cette méthode s'inspire d'un travail d'interférométrie stellaire [Han54] qui a été étendu à la mesure des distances entre les particules en physique des hautes énergies [Kop74]. Après la cassure du noyau, ses différents fragments interagissent entre eux de sorte que leurs impulsions sont modifiées et non exploitables directement. Les modifications qui interviennent sont liées aux interactions dans l'état final (dans le cas de deux neutrons, l'interaction nucléaire sera d'autant plus forte que les neutrons sont initialement proches dans le halo) et aux conditions de symétrie de la statistique quantique [Boa90]. Pour un noyau à halo de deux neutrons, ce sont les interactions dans l'état final qui dominent face à la statistique de Fermi-Dirac. L'interférométrie d'intensité permet de relier la séparation spatio-temporelle des particules lors de leur émission à leur distribution en quadrimoment relatif de ces particules par l'intermédiaire de la fonction de corrélation :

$$C(p_1, p_2) = \frac{d^2n/dp_1 dp_2}{(dn/dp_1)(dn/dp_2)}.$$

où  $d^2n/dp_1 dp_2$  représente la distribution à deux corps expérimentale et le dénominateur représente une émission de deux particules indépendantes. Le problème pour les halos de deux neutrons est que seule la distribution à deux corps peut être obtenue expérimentalement puisque les deux neutrons sont systématiquement libérés lors du processus de dissociation. La distribution à un corps est obtenue en mélangeant les événements (*cf.* § 8.3) ce qui permet d'effacer les corrélations des données. Cette méthode a été appliquée à plusieurs noyaux borroméens [Iek93, Mar00, Mar01] et donne des distances entre neutrons  $r_{nn}(^{14}\text{Be})=5,4 \pm 1,0$  fm,  $r_{nn}(^{11}\text{Li})=6,6 \pm 1,4$  fm et  $r_{nn}(^6\text{He})=5,9 \pm 1,2$  fm (*cf.* figure 5.10) en bon accord avec les prédictions théoriques pour la configuration cigare [Zhu95, Tho96]. Pour l'<sup>6</sup>He, une étude similaire mais avec une meilleure statistique [Nor04] a permis d'établir la distance relative entre les deux neutrons :  $r_{nn}^{rms}(^6\text{He})=7,7 \pm 0,8$  fm sur cible de carbone et  $r_{nn}^{rms}(^6\text{He})=9,4 \pm 0,8$  fm sur cible de plomb, montrant la dominance de la configuration cigare contrairement aux résultats obtenus par transfert. La différence entre ces deux valeurs tient aux mécanismes de décroissance différents qui interviennent. En effet, la cassure de l'<sup>6</sup>He passe soit par l'état excité  $2^+$  qui décroît préférentiellement par émission de deux neutrons, soit par un état résonant de l'<sup>5</sup>He associé à une émission séquentielle des deux neutrons. La figure 5.11 montre les distributions en  $\cos(\theta_{\alpha n})$  définies de la même manière que celles de la figure 5.8. Les événements associés à la cible de carbone présentent une distribution plate montrant que l'émission des neutrons est indépendante de la direction de l' $\alpha$ . La quasi-totalité du spectre de carbone passe donc par la résonance  $2^+$ . Par contre dans le cas de la cible de plomb, en raison de la prépondérance de l'interaction électromagnétique,

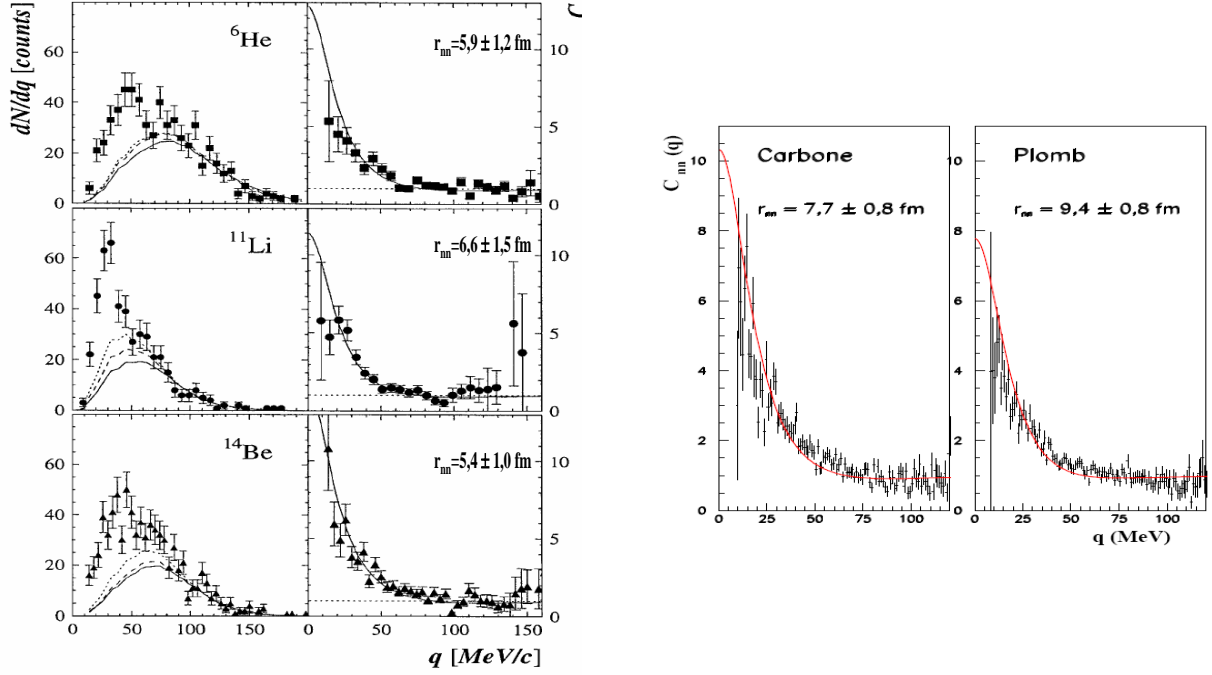


FIGURE 5.10 – A gauche : distribution en impulsion relative entre les neutrons (les points représentent les données, les courbes représentent le mélange d'évènement) ; à côté sont représentées les fonctions de corrélations extraites [Mar00]. A droite : fonctions de corrélations pour l' $^6\text{He}$  pour des cibles de carbone et plomb [Nor04].

une grande proportion d'évènements corrélés est observée. Ces évènements proviennent du passage par l'état résonant  $1^-$  [Aum99]. En plus d'avoir une décroissance directe, l'état résonant  $2^+$  semble avoir une distance n-n plus petite que dans l'état  $1^-$  [Dan04] pouvant expliquer les différences dans les distances inter-neutrons.

Bien que les interactions dans l'état final soient très prometteuses pour obtenir les distances entre les neutrons, il s'avère qu'elles ne permettent pas d'obtenir l'échelle de temps associée à la cassure. De plus, dans cette méthode, la cible doit seulement agir en tant que perturbation et ne pas affecter la dissociation à trois corps. C'est pourquoi seuls les grands paramètres d'impact sont considérés. Les résultats expérimentaux dépendent fortement de la cible utilisée montrant la coexistence des effets nucléaires et coulombiens et l'importance des interactions dans l'état final liées au potentiel nucléaire attractif de la cible.

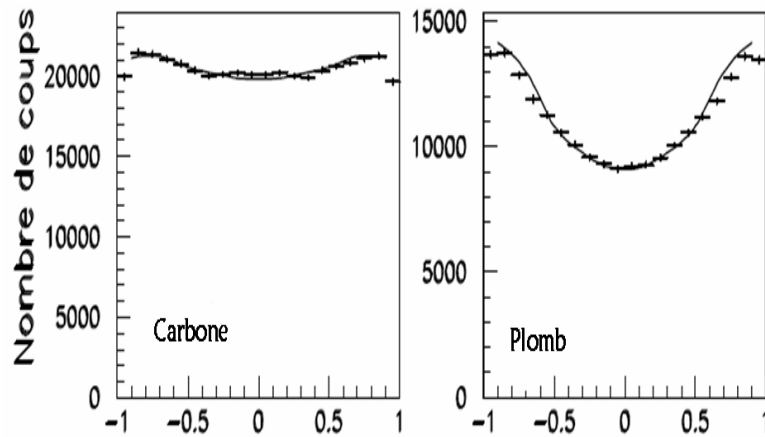


FIGURE 5.11 – Distribution en  $\cos(\theta_{\alpha n})$  pour les évènements  $\alpha + n + n$  sur les cibles de carbone et de plomb [Nor04].

### 5.2.7 Bilan

L'ensemble des résultats obtenus sur la configuration des neutrons dans l'<sup>6</sup>He, par les différents mécanismes de réaction présentés ici, est résumé dans le tableau (5.4). Il y a un grand désaccord entre tous ces résultats. L'étude des configurations des deux neutrons n'a jamais été envisagée à travers la partie nucléaire de la cassure alors que ce mécanisme devrait permettre, d'après l'étude théorique du chapitre 4, de sonder finement les corrélations spatiales entre les nucléons.

Mécanisme de réaction	Di-neutron	Cigare
émission $\beta$ retardée [Zhu02, Bor93, Rii90]	x	
capture radiative [Sau01]		x
transfert 2n [Ter98, Raa99, Oga99, Raa03, Kho04, Gio05, Cha08]	x	
cassure coulombienne [Aum99]	x	
interférométrie neutron [Mar00, Nor04]		x

TABLE 5.4 – Résumé des différents informations apportées par les divers mécanismes de réaction présentés.

### 5.3 Motivations pour le “Towing Mode” de l’ $^6\text{He}$

Le calcul dynamique TDDM<sup>P</sup> pour l’ $^{16}\text{O}$  a permis de montrer la sensibilité du mécanisme de réaction aux corrélations initiales dans le noyau. Ainsi les interactions dans l’état final associées à l’interaction nucléaire sont différentes en fonction de la corrélation initiale des deux neutrons dans le noyau.

#### 5.3.1 Vue schématique du Towing Mode de l’ $^6\text{He}$

Dans le cas de l’ $^{16}\text{O}$ , l’évolution des fonctions d’onde des deux derniers neutrons situés dans une onde  $1p_{1/2}$  a été calculée en fixant un coeur inerte d’ $^{14}\text{O}$ . Le coeur n’intervient pas dans les corrélations ni dans le calcul dynamique. Son rayon est légèrement plus important que celui d’un  $\alpha$  et l’énergie de liaison des deux derniers neutrons est plus élevée que dans un  $^6\text{He}$ . Cependant, comme les deux neutrons du halo de l’ $^6\text{He}$  sont aussi dans une onde p, le calcul peut être extrapolé au cas de l’ $^6\text{He}$  pour avoir une vision intuitive de sa cassure nucléaire. Dans le cas d’un  $^6\text{He}$ , lorsqu’il y a cassure, les deux neutrons sont toujours émis. Ainsi, les distributions en angle relatif peuvent être mesurées expérimentalement.

Si les deux neutrons sont spatialement proches l’un de l’autre (configuration di-neutron ou force attractive dans le calcul), la probabilité qu’ils soient arrachés tous les deux est grande. Ils seront donc détectés à grand angle par rapport à l’axe du faisceau mais avec un angle relatif faible (*cf.* figure 5.12). Par contre, dans le cas où les deux neutrons sont éloignés l’un de l’autre (configuration cigare), un seul des deux neutrons pourra ressentir le potentiel de la cible et être émis à grand angle. Mais comme l’ $^5\text{He}$  n’est pas lié, le deuxième neutron sera émis cette fois-ci dans la direction de l’ $^5\text{He}$ , c’est-à-dire à petit angle par rapport l’axe du faisceau, d’où un grand angle relatif entre les neutrons.

La corrélation en angle relatif entre les deux neutrons émis permet donc d’identifier la configuration des neutrons de l’ $^6\text{He}$  (*cf.* figure 5.12). La méthode pour extraire cette fonction de corrélation est expliquée au chapitre 8. A titre de comparaison, la corrélation en angle relatif attendue dans le cas de la cassure coulombienne est aussi présentée. Les deux neutrons étant émis très à l’avant dans les deux cas, la corrélation en angle relatif ne permet pas d’identifier les corrélations initiales entre les neutrons.

#### 5.3.2 Choix expérimentaux

Pour étudier le Towing Mode de l’ $^6\text{He}$  et les angles relatifs entre les deux neutrons, les triples coïncidences  $\alpha + n + n$  sont nécessaires. Le dispositif expérimental, présenté au chapitre 6, permet donc la détection des particules chargées ainsi que des neutrons émis à petit et grand angle.

La cible choisie pour cette expérience de cassure est une cible de  $^{208}\text{Pb}$ . La dissociation

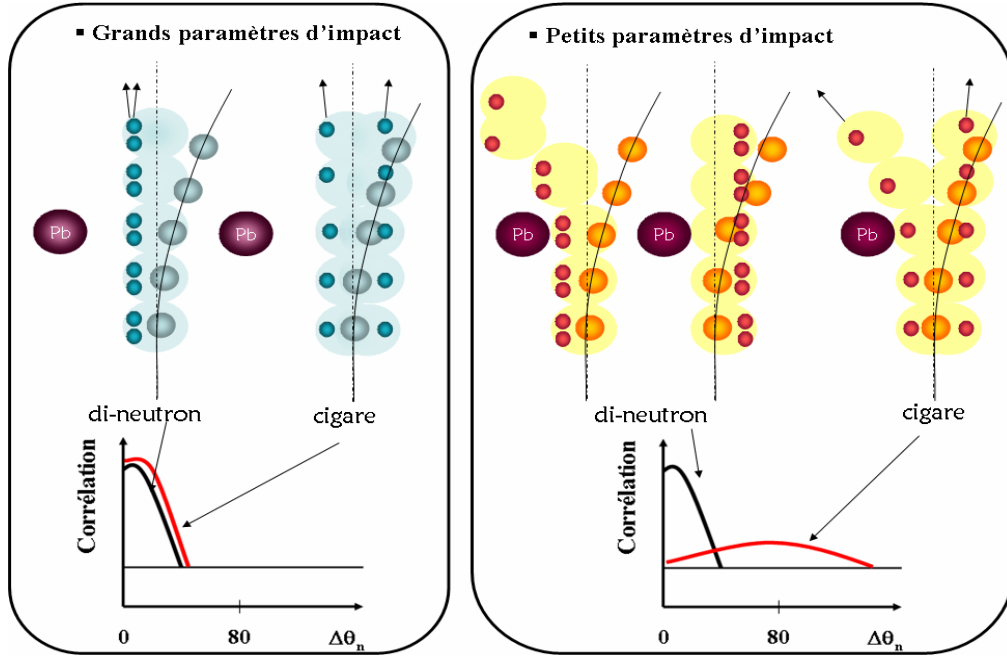


FIGURE 5.12 – Schéma de la cassure coulombienne (à gauche) et nucléaire (à droite) de l’ $^6\text{He}$  et schéma des distributions en angle relatif attendues dans les deux cas.

nucléaire est donc en concurrence directe avec la dissociation coulombienne. Cependant, les calculs présentés au paragraphe 1.1.3 montrent que la dissociation coulombienne conduit à l’émission de neutrons entre 0 et 20 degrés. Comme le Towing Mode intervient essentiellement aux grands angles, la distinction entre les deux mécanismes peut se faire sur les angles d’émission de neutrons (pour chacune des deux configurations, au moins un neutron est émis à grand angle) et on peut profiter de la grande section efficace de dissociation nucléaire qu’offre une cible de plomb. D’autre part, le détecteur Silicium à piste utilisé pour l’expérience a un rayon interne correspondant à  $8^\circ$  et la cible de  $^{208}\text{Pb}$  permet de dévier suffisamment l’ $\alpha$  pour qu’il soit détecté.

La réaction de cassure nucléaire de l’ $^6\text{He}$  sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  va donc être étudiée dans les chapitres qui suivent pour en extraire les configurations spatiales des deux neutrons du halo. Le dispositif expérimental dédié à cette étude ainsi que l’électronique associée sont présentés au chapitre 6, avant d’aborder le traitement des données (chapitre 7) et de présenter les résultats (chapitre 8).



## Chapitre 6

# Dispositif expérimental

L'expérience de cassure de l' $^6\text{He}$  sur cible de  $^{208}\text{Pb}$  a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), en juillet 2006, avec un faisceau SPIRAL d' $^6\text{He}$ . Elle nécessite la détection en coïncidence d'une particule chargée, l' $\alpha$ , et des neutrons émis. Un ensemble  $\Delta E$ -E permet l'identification de l'éjectile tandis que deux ensembles de détecteurs, le "Neutron Wall" et EDEN, couvrent un grand angle solide pour la détection des neutrons. Dans ce chapitre, le dispositif expérimental ainsi que les principes de détection des différentes particules en fonction de leur nature sont détaillés.

### 6.1 Production de faisceaux radioactifs

Dans notre expérience de cassure nucléaire de l' $^6\text{He}$  sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$ , le faisceau d' $^6\text{He}$  était produit par la ligne SPIRAL du GANIL.

#### 6.1.1 Méthodes de production de faisceaux radioactifs

Deux méthodes ont été mises au point pour produire des faisceaux radioactifs : la méthode de fragmentation en vol et la méthode ISOL (Isotopic Separation On Line). Leur trait commun est d'utiliser la réaction d'un faisceau primaire d'ions lourds stables de grande intensité avec une cible pour produire des noyaux exotiques.

Dans le cas de la fragmentation en vol, l'épaisseur de la cible est adaptée pour que le faisceau contenant une grande variété d'espèces, dont des noyaux exotiques, puisse en sortir avec une énergie suffisante. La méthode ISOL, quant-à elle, fait intervenir une cible très épaisse, dans laquelle le faisceau primaire (neutron, proton, deuton, ion lourd...) est arrêté. La nature de la cible est adaptée au faisceau secondaire souhaité : pour des pro-



jectiles légers, les réactions de fission et de spallation sont privilégiées, alors que, pour des projectiles plus lourds, la cassure du projectile et de la cible permet d'augmenter le taux de production. Les noyaux exotiques diffusent ensuite à travers la structure cristalline de la cible par chauffage, pour être collectés, puis ionisés. Les propriétés chimiques de la cible et des éléments d'intérêt jouent ici un rôle majeur. Par exemple, les gaz rares permettent d'avoir des temps de diffusion très courts. Une post-accélération permet, dans les installations actuelles, d'atteindre au maximum des énergies autour de la barrière Coulombienne.

Pour les deux méthodes, le faisceau secondaire obtenu n'est pas pur, il est donc nécessaire de sélectionner le noyau d'intérêt à travers une série de filtres. Un premier tri peut être réalisé grâce à un spectromètre de masse qui sélectionne les noyaux en fonction de  $\rho/Q$ . Pour affiner cette sélection, le faisceau traverse un dégradeur (par exemple une feuille d'Aluminium) où il perd de l'énergie selon la formule de Bethe et Bloch [Bet30] :  $\Delta E \propto AZ^2/E$ . Une deuxième séparation en masse est alors effectuée de sorte qu'il ne reste que très peu de noyaux différents. Pour finir, un filtre de Wien peut être interposé pour purifier complètement le faisceau par une sélection en vitesse des noyaux.

L'avantage majeur de la méthode de fragmentation est sa possibilité d'explorer de nombreux noyaux riches en neutrons avec une large gamme d'énergie. Elle est utilisée au GANIL, à GSI en Allemagne, au RIKEN au Japon et au NSCL/MSU aux Etats-Unis. Cependant, plus le noyau d'intérêt est exotique, plus l'intensité du faisceau est faible et il faut composer avec une résolution en énergie assez mauvaise ainsi qu'une grande émittance. La méthode ISOL permet de pallier ces difficultés en offrant des faisceaux quasi-purs de bonne qualité optique et de grande intensité. Toutefois, la mise au point d'un faisceau pour un nouveau noyau exotique nécessite beaucoup de travail de recherche et développement, et la gamme en énergie reste limitée à quelques MeV par nucléons. Des installations telles que ISOLDE au CERN, EXCYT en Sicile ou ALTO à Orsay utilisent ce type de production de faisceau. Ce sera aussi le principe de la future installation du GANIL, SPIRAL2.

### 6.1.2 Production de faisceaux radioactifs au GANIL

L'expérience a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Il s'agit d'un accélérateur d'ions lourds dont l'intensité peut atteindre  $6.10^9$  à  $2.10^{13}$  particules par seconde (pps) pour des ions allant de  $^{238}\text{U}$  au  $^{12}\text{C}$  avec des énergies de 24 à 96 MeV/A.

Le faisceau primaire est obtenu à partir d'une source d'ion de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) : une onde électromagnétique chauffe les atomes qui forment un plasma. Les ions en sont extraits puis pré-accélérés dans un premier cyclotron compact C0 et injectés dans le premier cyclotron à secteurs séparés CSS1 (*cf.* figure 6.1). Leur passage à travers une feuille mince de carbone permet l'épluchage de leurs électrons et l'augmen-

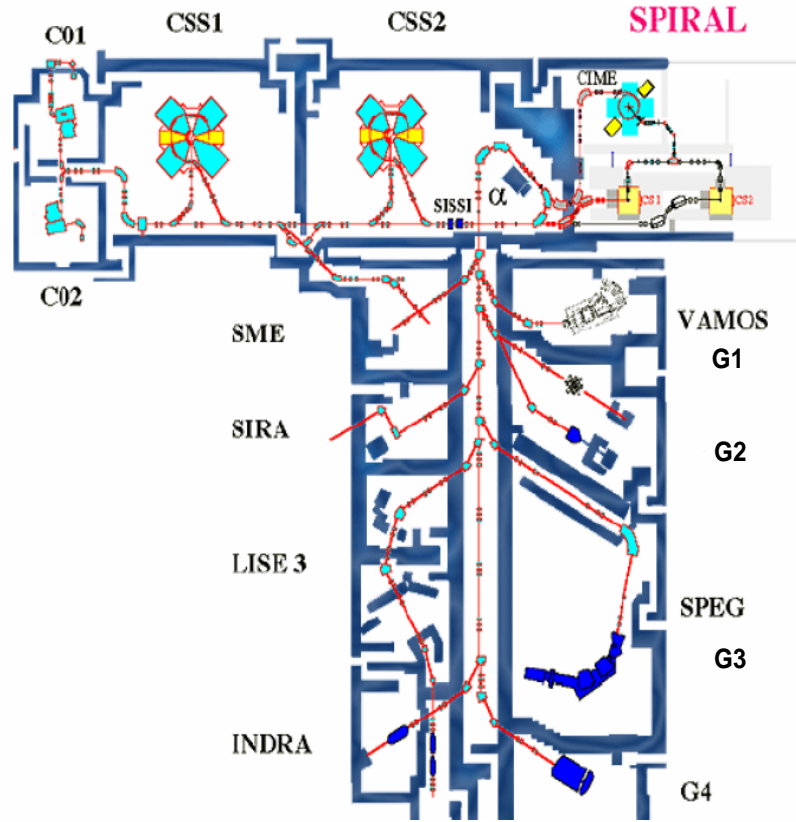


FIGURE 6.1 – Plan de l'accélérateur du GANIL et des différentes aires expérimentales. En haut à gauche, la partie production de faisceau primaire ; en haut à droite, la partie consacrée à la production de faisceau par la méthode ISOL : SPIRAL ; en bas : les aires expérimentales.

tation de leur état de charge avant d'être accélérés dans le second cyclotron à secteurs séparés CSS2. Les deux méthodes de production de faisceaux exotiques (*cf.* paragraphe 6.1.1) sont disponibles au GANIL : SISSI (Source d'Ions Secondaires à SupraConducteurs Intense) permet de focaliser une large gamme de noyaux exotiques produits avec la méthode de fragmentation sur cible de carbone alors que SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [Vil01] est basé sur la méthode ISOL et propose essentiellement des isotopes de gaz rares (*cf.* paragraphe 6.1.1).

Le faisceau d' $^6\text{He}$  à 20 MeV/A utilisé lors de notre expérience a été produit par SPIRAL (*cf.* figure 6.2). Pour l'obtenir, un faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  à 74 MeV/A d'une intensité de 2,55 kW est envoyé sur une cible épaisse de  $^{12}\text{C}$  dans laquelle les réactions nucléaires, telles que la fragmentation, produisent de nouveaux noyaux. La cible est ensuite chauffée à 2300 K [Lic98] afin que les gaz rares et autres atomes gazeux (comme l'He, N, O, F, Ne, Ar et Kr) qui sont peu réactifs avec le milieu, diffusent et soient extraits. Ils sont alors transmis par un tube à une source ECR à aimant permanent ECRIS pour être ionisés.

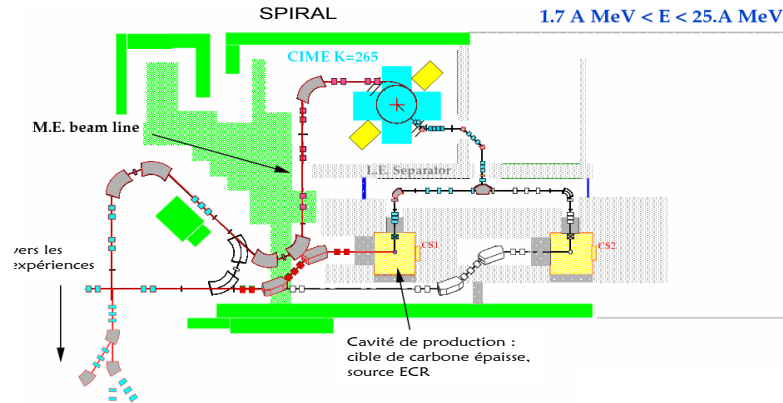


FIGURE 6.2 – Principe de la production de faisceau avec SPIRAL (voir texte).

Après extraction, le faisceau de basse énergie est sélectionné en  $m/Q$  et injecté dans le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Energie) qui accélère le faisceau et effectue aussi une deuxième séparation en masse. Une dernière sélection peut être effectuée en rigidité magnétique dans le spectromètre  $\alpha$  avant que le faisceau ne soit envoyé dans l'aire expérimentale, dans notre cas G2 (*cf.* figure 6.1).

L'intensité du faisceau incident d' $^6\text{He}$  sur la cible de  $^{208}\text{Pb}$  de  $10\text{ mg/cm}^2$  était comprise entre  $10^6$  et  $10^7$  particules par seconde (pps).

## 6.2 Dispositif expérimental pour l'expérience e528s

Pour l'expérience de cassure nucléaire de l' $^6\text{He}$  sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$ , la détection en coïncidence de l'éjectile et d'un ou plusieurs neutrons est cruciale. Pour les particules chargées, un détecteur silicium à pistes couplé à un détecteur Silicium-Lithium a été placé derrière la cible. En ce qui concerne les neutrons, une grande couverture angulaire étant nécessaire, deux ensembles de détecteurs ont été utilisés : le Neutron Wall, placé dans l'axe du faisceau, et EDEN placé de part et d'autre de la cible (*cf.* figure 6.3).

## 6.3 Les détecteurs de particules chargées

La détection des particules chargées est assurée par un Silicium à pistes ( $\Delta E$ ) et un Silicium-Lithium (E).

### 6.3.1 Le détecteur Silicium à pistes

Le détecteur Silicium à pistes d'environ  $500\text{ }\mu\text{m}$  d'épaisseur était placé à  $11,8\text{ cm}$  de la cible. Les particules chargées le traversant y déposent une partie de leur énergie ( $\Delta E$ ). Il

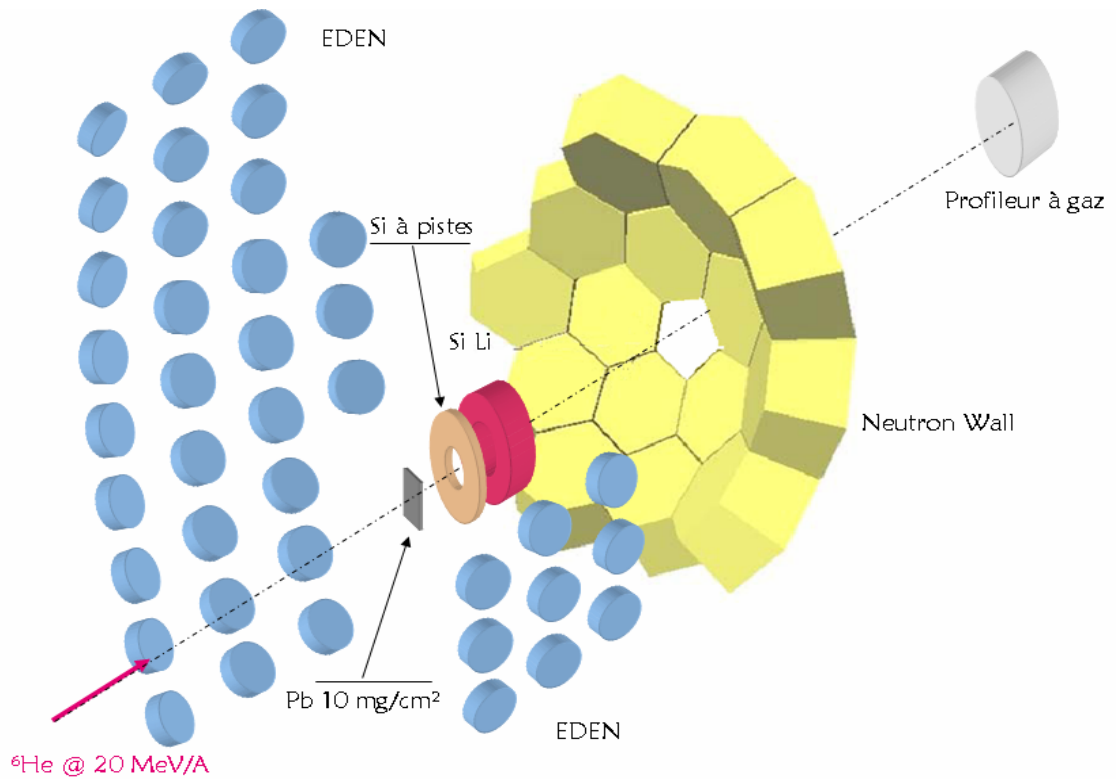


FIGURE 6.3 – Dispositif expérimental pour l'expérience de cassure nucléaire de l' ${}^6\text{He}$ . Le faisceau d' ${}^6\text{He}$  rencontre la cible de  ${}^{208}\text{Pb}$ , les particules chargées sont détectées par le Silicium à pistes et le Silicium-Lithium, les neutrons par EDEN et le Neutron Wall. Enfin, le profileur à gaz permet l'enregistrement de l'intensité du faisceau.

est constitué de 4 quadrants, eux-mêmes divisés en 16 anneaux de 2 mm d'épaisseur sur la face avant et en 24 secteurs de  $3,4^\circ$  sur la face arrière, assurant la mesure de la position de l'éjectile. Sa surface active totale est de  $1139\text{ mm}^2$  et il permet, dans notre expérience, de détecter les particules entre 5 et 20 degrés, évitant ainsi de trop compter la diffusion Rutherford de l' ${}^6\text{He}$ .

### 6.3.2 Principe de détection des particules chargées dans le Silicium

Le détecteur Silicium à piste est alimenté par une haute tension qui permet de polariser en sens inverse les jonctions du Silicium. La zone déplétée (désertée de porteurs) à la jonction entre la zone N, dopée en électrons, et la zone P, dopée en trous est ainsi renforcée [Bou94]. Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur, elle crée des paires électron-trou. La présence du champ électrique intense dans la zone déplétée sépare les porteurs de charges qui migrent en sens opposé. C'est ce déplacement de charges qui va induire le courant que nous pourrions détecter après amplification.

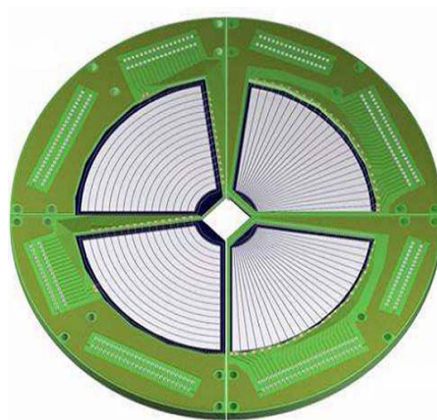


FIGURE 6.4 – Le Silicium à pistes. L'image montre à gauche la face avant du détecteur divisée en anneaux et à droite la face arrière divisée en secteurs.

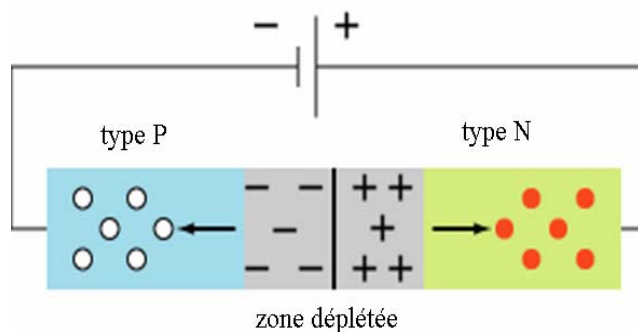


FIGURE 6.5 – Jonction PN polarisée en sens inverse.

Malgré la polarisation des jonctions qui bloque la circulation des porteurs de charge majoritaires, il subsiste un courant de fuite créé par les porteurs minoritaires qui peuvent franchir la jonction et reboucler par le générateur. Au cours de notre expérience, celui-ci était relativement important (*cf.* tableau 6.1) empêchant la déplétion complète du détecteur et dégradant sa résolution.

### 6.3.3 L'électronique TIARA

Le courant produit par une particule chargée, traversant l'une des 160 pistes, est pré-amplifié à proximité du détecteur, puis amplifié grâce à l'électronique TIARA [Cat02]. Un amplificateur spectroscopique permet d'obtenir le signal proportionnel à l'énergie, qui est transmis à un codeur d'amplitude (ADC). Si l'une au moins des pistes est touchée alors

Pistes	Courant de fuite ( $\mu\text{A}$ )(début)	Courant de fuite ( $\mu\text{A}$ ) (fin)
Quadrant 1 (voies 1-8)	7,4	12,1
Quadrant 1 (voies 9-16)	14,7	19,6
Quadrant 2 (voies 1-8)	7,4	10,9
Quadrant 2 (voies 9-16)	4,1	7,1
Quadrant 3 (voies 1-8)	13,8	18,4
Quadrant 3 (voies 9-16)	5,3	9,4
Quadrant 4 (voies 1-8)	4,8	7,1
Quadrant 4 (voies 9-16)	7,2	10,7

TABLE 6.1 – Courants de fuite sur les différentes voies du silicium à piste, au début de l’expérience (deuxième colonne) et pendant les calibrations finales (troisième colonne).

la lecture de l’évènement est déclenchée et le OU des 64 pistes annulaires sert de START pour la mesure des temps.

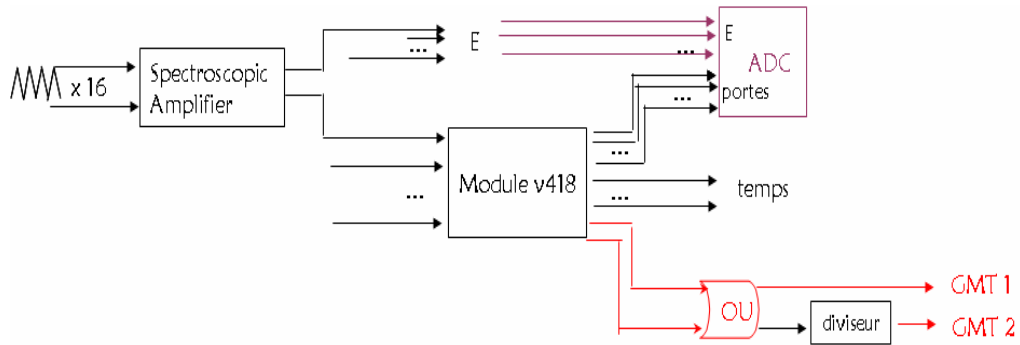


FIGURE 6.6 – Schéma de l’électronique de TIARA pour le détecteur Silicium à pistes et le Silicium-Lithium.

### 6.3.4 Détecteur Silicium-Lithium

Pour compléter la détection des particules chargées, un Silicium-Lithium (SiLi) annulaire est placé derrière le Silicium à pistes. Il s’agit d’un détecteur à Silicium compensé au Lithium pour obtenir une zone de déplétion de plus grande dimension. Les particules d’intérêt doivent terminer leur course dans ce détecteur et y déposer toute leur énergie restante, c’est pourquoi il a une épaisseur de 3,4 mm. Le signal en sortie du préamplificateur est, lui aussi, traité par l’électronique TIARA (*cf.* figure 6.6) afin d’obtenir l’information sur l’énergie totale déposée dans le SiLi.

## 6.4 Les détecteurs de neutrons

### 6.4.1 Principe de la détection des neutrons

Pour des particules électriquement neutres, comme le neutron, la détection directe n'est pas possible : ce sont les particules chargées émises lors de collisions avec le neutron qui sont détectées.

Le choix du noyau de recul est déterminant pour l'efficacité intrinsèque du détecteur : plus la section efficace de la réaction et l'énergie de la particule de recul sont grandes, plus l'efficacité de détection est bonne. Dans le cas de la collision élastique d'un neutron d'énergie  $E_n$  sur un noyau cible de masse  $A$  (en unité de masse neutron), l'énergie de recul  $E_r$  dans le référentiel du laboratoire est donnée par :

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2(\theta) E_n \quad (6.1)$$

où  $\theta$  est l'angle de diffusion du noyau de recul dans le référentiel du laboratoire. On voit que l'énergie transférée par le neutron dépend de l'angle de diffusion mais aussi de la masse du noyau cible. Le meilleur transfert d'énergie aura lieu pour une particule de même masse, le proton et pourra même être total lors d'une collision frontale. De plus, la section efficace élevée pour cette réaction, comme le montre la figure 6.7, confère les conditions optimales de détection.

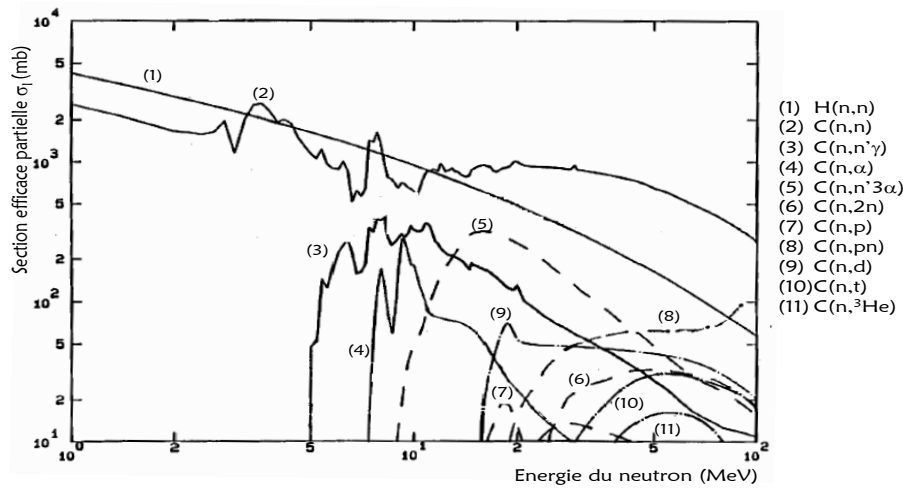


FIGURE 6.7 – Sections efficaces partielles de différentes réactions possibles dans un détecteur de neutron constitué d'hydrocarbures.

Pour les détecteurs de neutrons, les matériaux très riches en protons utilisés sont les scintillateurs organiques hydrocarbures de type aromatique à radical benzoïque  $(C_nH_m)_p$ .

Ils sont abordables et fabricables en différentes tailles et formes. De plus, ils permettent d'obtenir une bonne efficacité et une bonne analyse de la forme du signal. Dans ces scintillateurs liquides, des réactions avec les atomes de carbone, listées dans le tableau 6.2, interviennent en supplément de celles sur les protons. Elles augmentent l'efficacité de détection, en augmentant la section efficace de réaction. Toutefois, leur contribution reste faible car l'énergie maximale pouvant être transférée correspond à 28 % de l'énergie du neutron dans le cas d'une collision sur un  $^{12}\text{C}$  (cf. équation (6.1)).

Réactions	Section efficace (b)
$n + p \rightarrow n+p$	0,406
$n+^{12}\text{C} \rightarrow n+^{12}\text{C}$	0,900
$n+^{12}\text{C} \rightarrow n' + ^{12}\text{C} + \gamma (4,44\text{MeV})$	0,104
$n+^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + ^9\text{Be} -5,7 \text{ MeV}$	0,048
$n+^{12}\text{C} \rightarrow n' + 3\alpha -7,3 \text{ MeV}$	0,210
$n+^{12}\text{C} \rightarrow 2n+ ^{11}\text{C} -18,7 \text{ MeV}$	0,005
$n+^{12}\text{C} \rightarrow p+^{12}\text{B} -12,6$	0,100

TABLE 6.2 – Liste des différentes réactions possible entre un neutron et un composés hydrocarbure de type aromatique à radical benzoïque avec leurs sections efficaces pour des neutrons de 24 MeV.

D'autre part, les neutrons ne sont pas les seules particules interagissant avec le liquide scintillant : les photons ou les rayons cosmiques réagissent par effet Compton sur les électrons du milieu. Au paragraphe 7.2.2, nous verrons comment s'affranchir de leur contribution.

#### 6.4.2 Les détecteurs de neutrons utilisés : le Neutron Wall et EDEN

Les deux ensembles de détection utilisés lors de cette expérience, le Neutron Wall et EDEN, bien que basés sur le même principe de détection sont de conceptions très différentes.

##### Le Neutron Wall

Le Neutron Wall est un système de détection construit comme détecteur auxiliaire d'EUROBALL (un détecteur de rayons  $\gamma$  à base de germanium) [Lju04, Ske99]. Il est constitué de 50 segments de détection contenant le scintillateur liquide BC501A, un composé hydrocarbure de composition  $\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3)_2$  correspondant au xylène, le mieux adapté pour la détection des neutrons, selon la référence [Mos94]. Les segments sont regroupés en 15 hexagones de 3 segments chacun et un pentagone constitué de 5 segments. Ils sont tous jointés pour couvrir un angle solide d'environ  $1\pi$ . Dans notre expérience, les segments



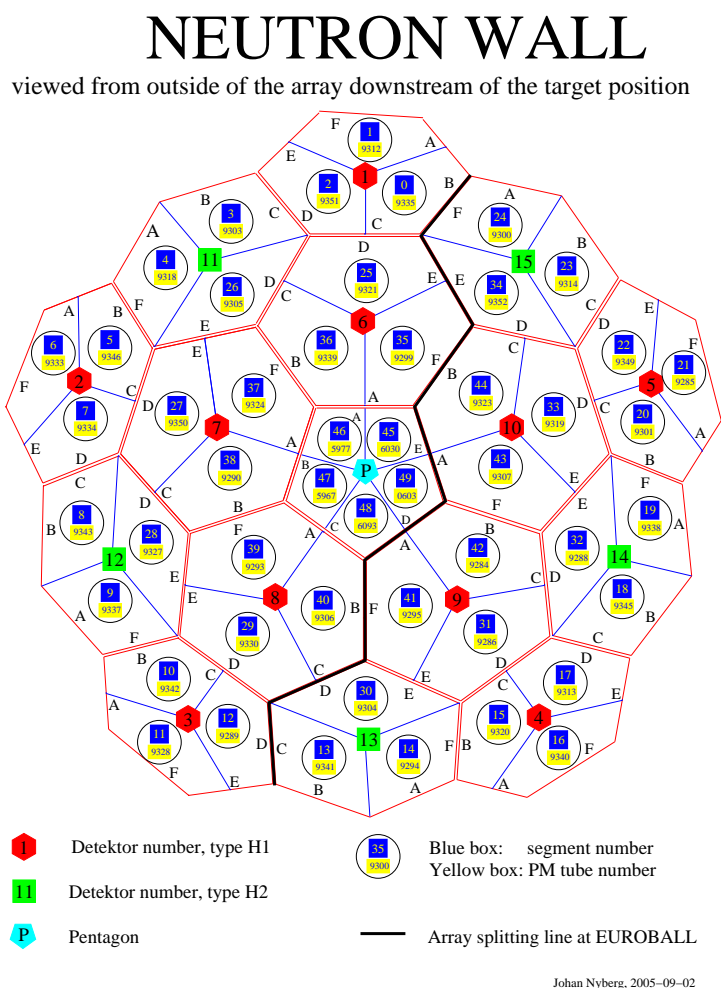


FIGURE 6.8 – Vue schématique de dos du Neutron Wall avec la numérotation de ses segments.

pentagonaux, constituant normalement la couronne la plus interne (détecteurs 45 à 49 de la figure 6.8), ont été retirés afin de laisser passer le faisceau. Chacun des segments des hexagones a une épaisseur de 14,7 cm et une surface d'entrée de 217,7 cm<sup>2</sup>.

Le Neutron Wall a été placé à 51 cm de la cible, distance à laquelle chacun des détecteurs regarde la cible. Il couvre ainsi des angles allant de 10° à 60° (cf figure 6.10).

## EDEN

Le détecteur EDEN est un multidétecteur de neutrons construit pour l'Etude des DE-croissance par Neutrons [Lau93]. Il est constitué de 40 détecteurs de 20 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur remplis de scintillateur liquide NE213. Ce scintillateur a des propriétés très similaires au BC501A (cf. tableau 6.3) et nous les traiterons de la même façon par la suite.

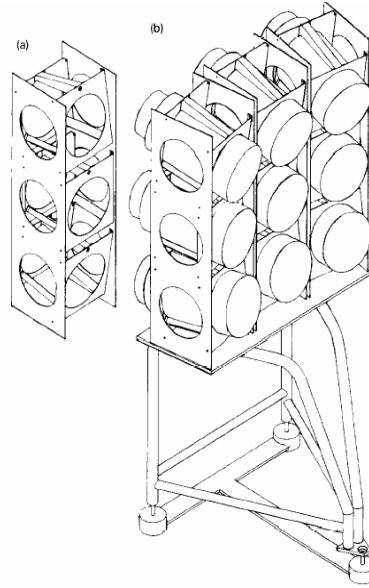


FIGURE 6.9 – Vue schématique de dos d'EDEN avec sa mécanique associée.

	NE213	BC501A
densité (g/cm <sup>2</sup> )	0,874	0,874
Indice de réfraction	1,508	1,505
Temps de décroissance (ns)	3,7	3,2
Longueur d'onde de l'émission maximale (nm)	425	425
Nombre de H par rapport aux C	1.213	1.214

TABLE 6.3 – Comparaison des propriétés des scintillateurs liquides NE213 et BC501A.

La mécanique dédiée est composée de 5 modules pouvant chacun accueillir 9 détecteurs (*cf.* figure 6.9). L'axe de chaque détecteur est dirigé vers la cible pour une distance de 1,75 m et l'angle entre deux détecteurs est de 9°. Dans notre expérience, les 39 détecteurs utilisés étaient placés à des angles autour de 70 à 105° par rapport à l'axe du faisceau, de part et d'autre de la cible (*cf.* figure 6.10) à des distances allant de 1,5 m à 2 m. Ils couvrent ainsi environ 3% de  $4\pi$ .

Les deux détecteurs de l'expérience diffèrent de par leur configuration géométrique. Dans le cas du Neutron Wall, les modules sont très épais et accolés les uns aux autres : l'efficacité intrinsèque de détection est de 40% à  $E_n=20$  MeV et l'angle solide couvert est très important. Dans le cas d'EDEN, l'épaisseur des modules est moindre et l'efficacité maximale de 50% à 1 MeV et de 15% à 20 MeV. Leur espacement permet de minimi-

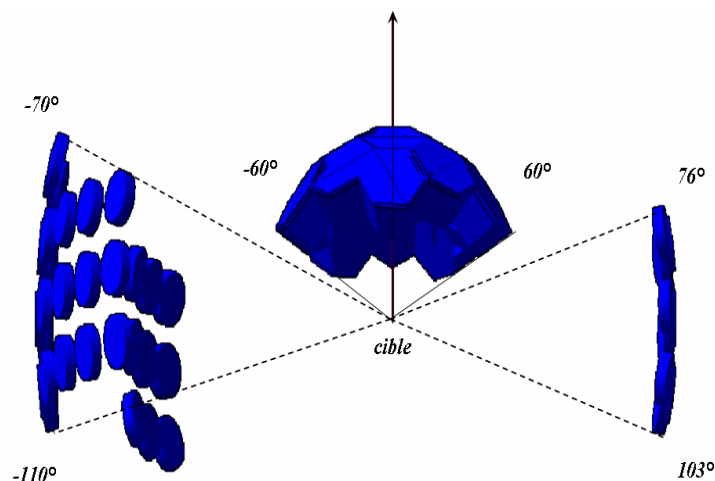


FIGURE 6.10 – Position des détecteurs EDEN et Neutron Wall projeté dans le plan du faisceau (yCz)

ser les cas où un même neutron réagirait dans deux modules différents (*cf.* §7.2.5 sur le “crosstalk”). De plus, le Neutron Wall est placé très proche de la cible ce qui dégrade sa résolution en énergie alors que EDEN, placé à environ 1,75 m permet d’obtenir une meilleure résolution, comme on le verra par la suite. L’électronique associée à ces détecteurs et permettant le traitement du signal est basée sur des critères d’analyse de la forme du signal afin d’identifier les neutrons.

### 6.4.3 L’électronique des détecteurs

#### Le Neutron Wall

L’électronique du Neutron Wall repose sur le module NDE202 [Nyb01]. Celui-ci donne l’énergie déposée (ou QVC), la variable permettant la discrimination neutron- $\gamma$  appelée “zero cross-over” ou Z/C (détaillée dans le paragraphe 7.2.2) et le temps de vol du neutron. Ce dernier est construit à partir du START, donné par le détecteur, et du STOP retardé de 300 ns correspondant au OU des pistes du Silicium. Le OU de toutes les voies est dirigé sur la troisième voie du système de déclenchement.

#### EDEN

Pour EDEN, l’électronique associée est entièrement en standard CAMAC. Les signaux collectés sur les anodes des détecteurs sont répartis sur les discriminateurs à fraction constante (FCC8) à 8 entrées (*cf.* figure 6.12). Ceux-ci déclenchent deux Retards à Durée Variable (RDV), générateurs de portes : le premier délivre une porte courte d’environ 35

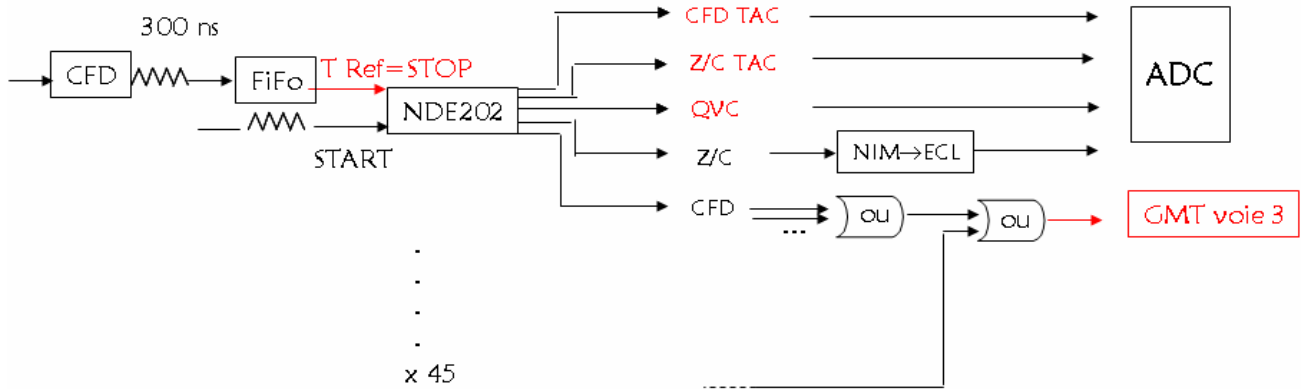


FIGURE 6.11 – Schéma de l'électronique utilisée pour le Neutron Wall.

ns, le second une porte longue d'environ 400 ns. Le signal analogique retardé de 70 ns est intégré par un QDC (convertisseur digital de charge) dans les portes créées par les RDV, créant ainsi deux signaux : l'énergie rapide ( $E_{rap}$ ) et l'énergie totale ( $E_{tot}$ ). Les mesures de temps sont faites à l'aide de convertisseurs temps-amplitude (TDC) déclenchés par un START commun, qui correspond au OU des pistes du Silicium, et stoppés par le signal du FCC8 retardé d'environ 250 ns.

Un OU sur toutes les entrées des FCC8 détermine si un des détecteurs a été touché. De plus, les multiplicités sont chaînées de manière à obtenir la multiplicité totale du multidétecteur, qui est transmise au GMT (GANIL Master Trigger).

## 6.5 L'électronique de déclenchement

Comme évoqué ci-dessus, un GMT développé par le groupe de l'acquisition GANIL [GMT] au standard VXI taille C a été utilisé comme module de décision. Ce module permet d'analyser un évènement et de l'accepter ou de le rejeter selon certains critères. Les entrées du GMT sont :

- voie 1 : OU des pistes du Silicium
- voie 2 : OU des pistes du Silicium divisé par 30 ou 100
- voie 3 : OU des détecteurs du Neutron Wall
- voie 4 : OU des détecteurs EDEN

Tous les évènements sont conditionnés par le Silicium à pistes, la coïncidence entre la détection d'une particule chargée et la détection d'un ou plusieurs neutrons étant recherchée.

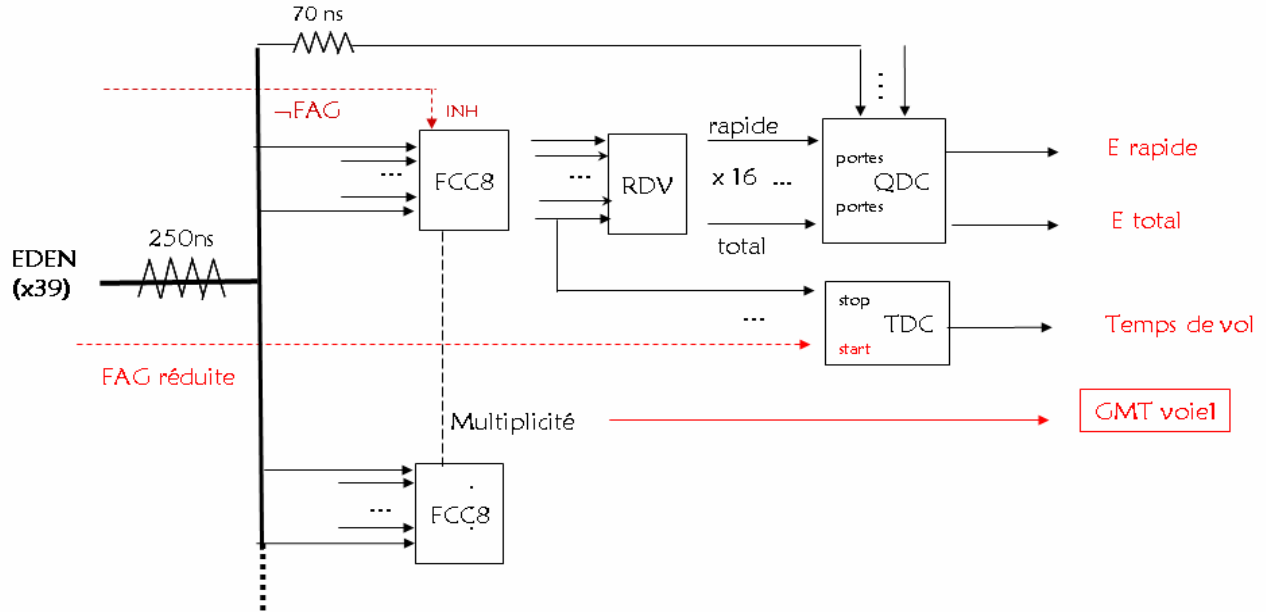


FIGURE 6.12 – Schéma de l'électronique utilisée pour EDEN.

D'autre part, un évènement sur 30 est enregistré lorsque le Silicium à piste déclenche, seul ou en coïncidence. Le temps mort global de notre dispositif était de l'ordre de 25%.

## 6.6 Conclusion

Le dispositif expérimental dédié à l'étude de la cassure nucléaire de l' $^6\text{He}$  est schématisé sur la figure 6.13. Les détecteurs de particule chargées permettent d'obtenir l'information sur la position de la particule, son énergie ainsi que sa nature. Le Silicium à piste sert de déclenchement pour les détecteurs de neutrons. Le temps de vol des neutrons est mesuré par rapport à la référence en temps donnée par le OU des pistes du Silicium. D'autre part, les informations nécessaires à la discrimination n- $\gamma$  sont enregistrées (Zero crossover et énergie rapide), ainsi que la charge déposée. Toutes ces grandeurs mesurées vont être calibrées et traitées dans le chapitre suivant afin d'extraire les évènements d'intérêt.

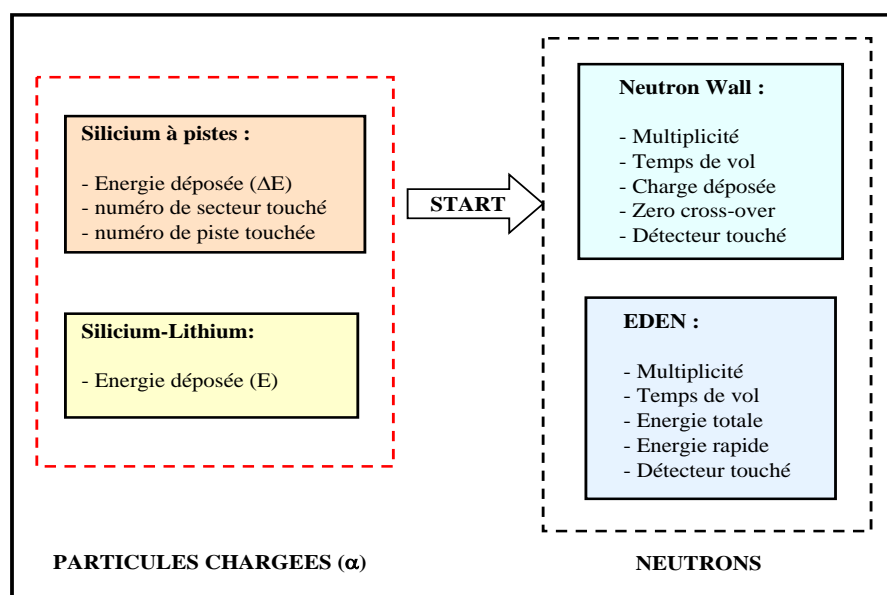


FIGURE 6.13 – Schéma du dispositif expérimental et des informations extraites.



## Chapitre 7

# Traitement des données

A partir des données brutes, les calibrations nous permettent de remonter aux grandeurs physiques. Dans ce chapitre, les différents traitements des données pour les particules chargées et les neutrons sont détaillés jusqu'à l'obtention de toutes les informations nécessaires à l'analyse des données : les énergies et les positions des neutrons et des  $\alpha$ , la multiplicité de chaque évènement, la charge déposée par un neutron dans un détecteur...

### 7.1 Les détecteurs de particules chargées

L'identification des particules chargées est réalisée grâce à la formule de Bethe et Weiszäcker qui donne la perte d'énergie d'une particule dans un milieu donné :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (7.1)$$

Avec un ensemble de détection de particules de type  $\Delta E$ -E, la perte d'énergie dans un milieu donnée ainsi que l'énergie totale sont évaluées. Cet ensemble rend donc possible l'identification des particules chargées.

#### 7.1.1 Calibration du détecteur Silicium à pistes

##### Calibration en énergie

La méthode la plus courante pour calibrer un détecteur Silicium consiste à utiliser une source  $3\alpha$ . Celle-ci émet des  $\alpha$  avec des énergies bien déterminées qui permettent, par régression linéaire, d'obtenir une correspondance canal-énergie. En ce qui concerne notre expérience, cette calibration n'a pas pu être utilisée car le détecteur Silicium n'était pas complètement déplété et présentait de forts courants de fuite (*cf.* § 6.3.2). Lorsque nous avons cassé le vide pour mettre la source  $3\alpha$  à la place de la cible et remis la tension sur les différentes pistes du détecteurs, les courants de fuite avaient beaucoup changé (*cf.*



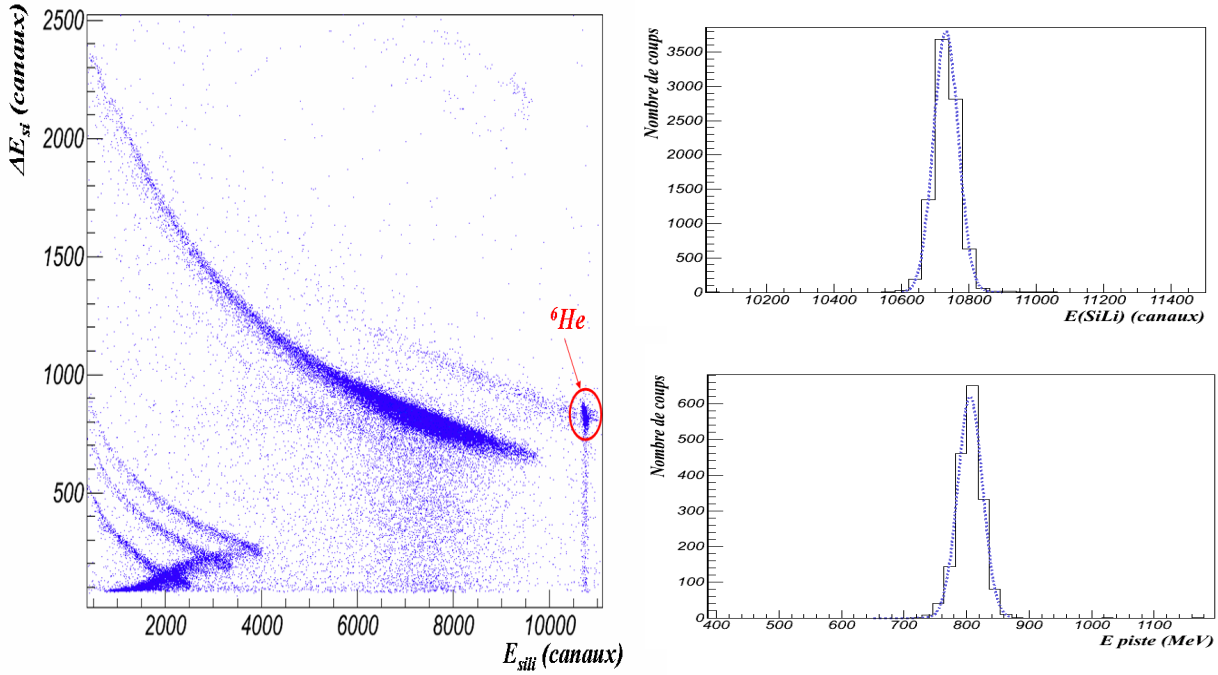


FIGURE 7.1 – A gauche : (a) Matrice  $\Delta E$ - $E$  brute (en canaux) obtenu pour une piste annulaire. A droite en haut : (b) faisceau d' ${}^6\text{He}$  vu par le SiLi. A droite en bas : (c) faisceau d' ${}^6\text{He}$  vu par le Silicium à pistes.

tableau 6.1) et faussaient les calibrations. Nous avons donc élaboré une autre méthode de calibration basée sur les données acquises lors de l'expérience.

L'énergie du faisceau étant connue avec une bonne précision, l'énergie qu'il dépose est évaluée théoriquement grâce au logiciel SRIM [sri98], en fonction de l'épaisseur de Silicium traversée. En sélectionnant, dans la matrice  $\Delta E$ - $E$  associée à une piste annulaire (*cf.* figure 7.1), les événements correspondant au faisceau d' ${}^6\text{He}$ , on peut ainsi déterminer un point de calibration. La calibration de chaque piste en énergie a été réalisée par régression linéaire sur trois points :

- la perte d'énergie du faisceau d' ${}^6\text{He}$  (à 20 MeV/A) dans la piste
- la perte d'énergie du faisceau parasite de  ${}^{12}\text{C}$  (à 20 MeV/A) dans la piste
- le piédestal.

Le Silicium à piste nous donne non seulement une indication sur l'énergie de la particule chargée détectée mais aussi sur sa position.

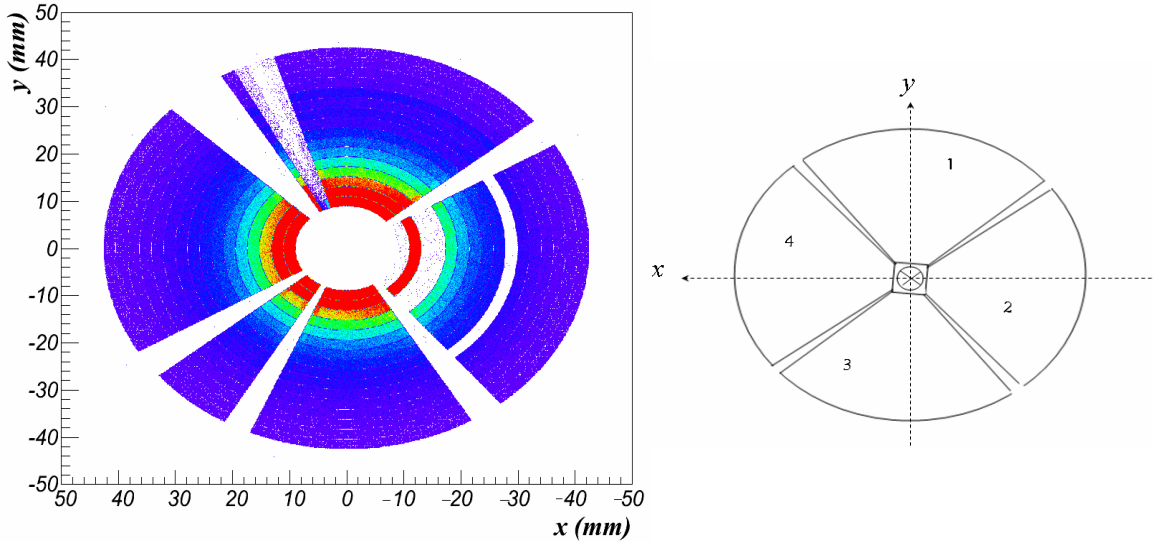


FIGURE 7.2 – A gauche : Reconstruction de la position des particules chargées dans le détecteur Silicium à pistes. A droite : positionnement du Silicium à pistes par rapport à l’axe du faisceau.

### Reconstruction de la position

Le Si à pistes est divisé en 16 anneaux de 2 mm sur la face avant et en  $4 \times 24$  secteurs de  $3,4^\circ$  sur la face arrière (*cf.* figure 6.4) et permet de reconstruire la position des particules chargées avec une résolution angulaire d’environ  $1^\circ$  en  $\theta$  et  $3,4^\circ$  en  $\phi$ . Sur la figure 7.2, on peut voir que certaines pistes annulaires et certains secteurs ne fonctionnaient pas correctement lors de notre expérience. De plus, le rayon interne du Silicium à pistes est de 9 mm alors que celui du Silicium-Lithium est de 15 mm. Les 3 pistes annulaires les plus au centre du détecteur Silicium à pistes ne seront donc pas utilisées pour l’analyse.

#### 7.1.2 Calibration du détecteur Silicium-Lithium

La calibration du Silicium-Lithium ne peut pas être réalisée directement à l’aide d’une source car il n’en existe aucune qui émette des  $\alpha$  suffisamment énergétiques pour traverser le Silicium à piste et atteindre le Silicium-Lithium. Ce sont donc les événements physiques qui vont être utilisés pour la calibration.

#### Première méthode de calibration

La première méthode est similaire à la méthode de calibration du Si à pistes : connaissant l’énergie du faisceau et l’énergie qu’il dépose dans le Silicium à piste, nous pouvons

reconstituer l'énergie déposée dans le Silicium-Lithium, puisqu'il y est arrêté (*cf.* figure 7.1). Une régression linéaire a été réalisée sur les trois points de calibration suivants :

- le faisceau d' $^6\text{He}$  auquel on a soustrait le dépôt d'énergie dans le Silicium à pistes
- le faisceau d' $^{12}\text{C}$  auquel on a soustrait le dépôt d'énergie dans le Silicium à pistes
- le piédestal.

### Deuxième méthode de calibration

Une deuxième méthode totalement indépendante, consiste à utiliser les événements enregistrés pour lesquels des particules légères telles que les protons, deutons et tritons sont détectés. Les tables de pertes d'énergie nous renseignent sur l'énergie totale de la particule, connaissant l'énergie déposée dans une épaisseur connue de Silicium [Ska04]. En sélectionnant les tritons dans la matrice  $\Delta E$ -E, on peut remonter à l'énergie qu'ils ont déposée dans le SiLi sachant quelle quantité d'énergie ils ont perdu dans le Silicium à pistes. On obtient ainsi une correspondance canal-MeV pour le détecteur, comme montré sur la figure 7.3.

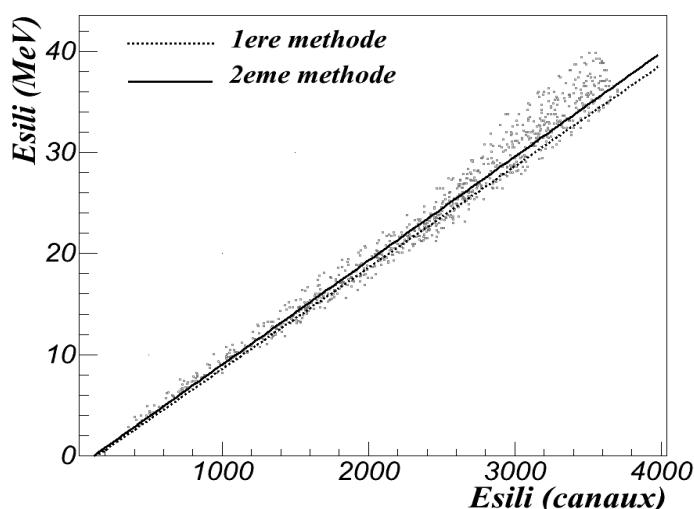


FIGURE 7.3 – Calibration du Silicium-Lithium en utilisant les tritons de l'expérience comparée avec la calibration par la première méthode.

La calibration consiste à faire une régression linéaire sur l'ensemble des points obtenus, malgré leur étalement pour les énergies les plus élevées. La comparaison des deux méthodes de calibration indépendantes montre qu'elles sont compatibles (*cf.* figure 7.3). Notamment, pour l'énergie de faisceau (120 MeV), l'écart entre les deux calibrations est de 0,3 MeV.

### 7.1.3 Matrice $\Delta E$ - $E$

Avec les calibrations du Silicium à pistes et du Silicium-Lithium, on obtient une matrice  $\Delta E - E$  en bon accord avec les prédictions de perte d'énergie théoriques issues de SRIM et de LISE [Baz04] (cf. figure 7.4). On identifie le faisceau d' ${}^6\text{He}$  à 120 MeV d'énergie totale, les  $\alpha$  provenant de la cassure de l' ${}^6\text{He}$  ainsi que des tritons, deutons et protons. Ces trois dernières particules peuvent être assez énergétiques pour traverser à la fois le silicium à piste et le Silicium-Lithium, c'est pourquoi leurs hyperboles présentent un point de rebroussement. Pour le faisceau d' ${}^6\text{He}$ , on observe une ligne verticale en dessous qui correspond à des  ${}^6\text{He}$  qui passent dans l'interpiste du Silicium et une ligne horizontale qui correspond aux  ${}^6\text{He}$  dont une partie seulement de leur énergie est détectée dans le Silicium-Lithium (s'ils passent dans la zone morte de Lithium, par exemple).

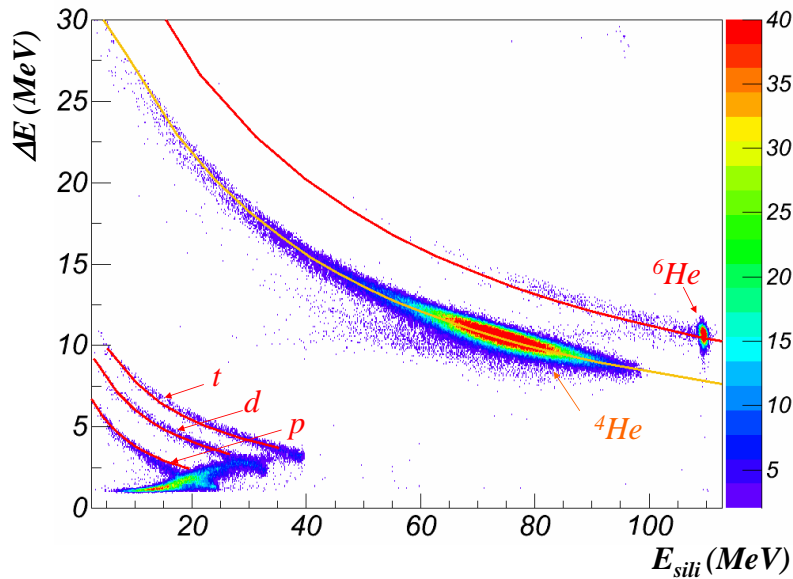


FIGURE 7.4 – Graphe  $\Delta E$ - $E$  calibré obtenu pour une piste annulaire et comparé aux calculs théoriques de perte d'énergie issus de SRIM.

Une fois les  $\alpha$  identifiés, ils sont sélectionnés à l'aide d'un contour dans la matrice  $\Delta E$ - $E$  afin d'étudier leur coïncidence avec d'éventuels neutrons.

## 7.2 Les détecteurs de neutrons

Pour calibrer et extraire toutes les informations expérimentales concernant les deux détecteurs de neutrons, nous nous sommes appuyés sur des simulations.

### 7.2.1 Les simulations

Deux codes différents ont été utilisés : MENATE [Des91] dédié aux détecteurs de neutrons et GEANT4 [Geant03] .

#### Le code MENATE

MENATE est un code de type Monte Carlo conçu pour simuler la détection des neutrons de basse énergie dans les scintillateurs tels que le CsI ou NE213.

Pour le NE213, toutes les réactions du tableau 6.2 sont prises en compte avec les sections efficaces données dans la référence [Des91]. La simulation des neutrons est effectuée uniquement à l'intérieur du milieu scintillant. Le suivi des particules chargées, générées dans les réactions, n'est pas réalisé. Seule leur perte d'énergie est estimée en tenant compte de la distance qu'elles auraient à parcourir dans le milieu si elles étaient propagées. Ce code est surtout adapté pour EDEN dans la mesure où la seule géométrie implémentée pour le détecteur est le cylindre. De plus, il ne permet pas de tenir compte de la contribution des matériaux environnants.

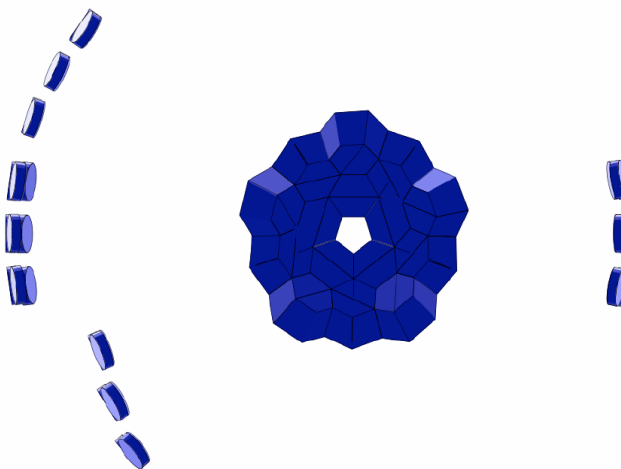


FIGURE 7.5 – Disposition des détecteurs de neutrons dans GEANT4.

### Le code GEANT4

GEANT4 est un code de simulation pour les expériences de physique [Geant03]. Il offre la possibilité de décrire la géométrie du dispositif expérimental dans sa totalité mais aussi de transporter les particules en fonction de cette géométrie. Les trajectoires et la réponse des détecteurs sont enregistrées et une visualisation des détecteurs et des particules est possible (cf. figure 7.5). La simulation du Neutron Wall a été développée par la collaboration AGATA [AGA07, Lju05] afin de l'utiliser comme détecteur auxiliaire. Ce code prend en compte la géométrie du détecteur mais ne considère que le scintillateur liquide et la structure en aluminium du détecteur. Les absorbeurs de  $\gamma$  placés devant le détecteur, la fenêtre de verre entre le détecteur et le photomultiplicateur ainsi que de nombreux autres détails ne sont pas simulés. En plus du Neutron Wall, le détecteur EDEN a été implémenté dans le code GEANT4 à sa position lors de l'expérience et permet d'avoir une vision globale du dispositif expérimental.

#### 7.2.2 Discrimination neutron- $\gamma$

En plus des neutrons, les  $\gamma$  peuvent générer des signaux dans les détecteurs de neutrons. Ils peuvent être divisés en deux catégories :

- les  $\gamma$  prompts qui émanent des réactions dans la cible. Ils apparaissent donc toujours avec un temps de vol constant, aussi une coupure en temps de vol peut suffire à les éliminer, sauf si les neutrons ont un temps de vol trop proche des  $\gamma$ .
- les  $\gamma$  aléatoires, provenant de la radioactivité ambiante ou de la désexcitation des produits de réaction. Ceux-ci peuvent apparaître sur toute la gamme de temps et nécessitent d'être distingués des neutrons.

Pour identifier le type de particules à l'origine d'un signal, les méthodes de discrimination se basent sur l'analyse de la forme du signal.

#### Principe de fonctionnement du scintillateur liquide

La discrimination n- $\gamma$  repose sur le mode de fonctionnement du scintillateur liquide utilisé dans le système de détection. En effet, l'émission de lumière dans les scintillateurs liquides provient de l'excitation d'électrons délocalisés appelés électron  $\pi$  [Bou94].

Les niveaux d'énergie moléculaires pour ce type de molécule sont représentés sur la figure (7.6). Ils sont séparés en deux groupes : les niveaux singulets ( $S_x$ ) et les niveaux triplets ( $T_x$ ).

Lorsqu'une particule chargée traverse le scintillateur, les molécules excitées vont décroître rapidement, sans radiation, vers le niveau  $S_{10}$  puis suivre l'un des trois possibilités de désexcitation :

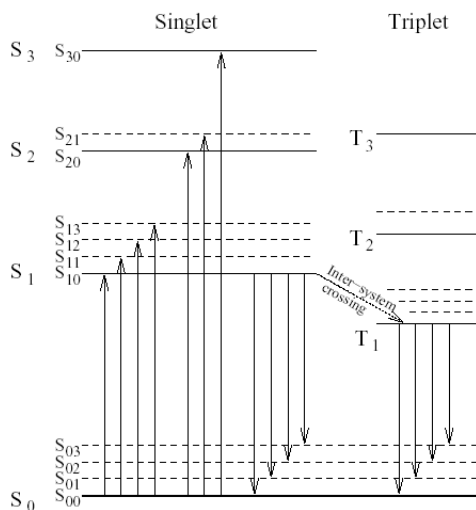


FIGURE 7.6 – Niveaux d'énergie d'une molécule organique possédant une structure d'électrons  $\pi$ .

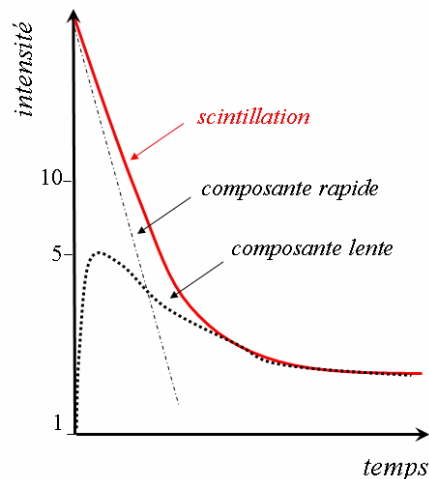


FIGURE 7.7 – Caractéristiques du signal lumineux donné par un scintillateur organique avec sa composante rapide et sa composante lente.

- par transition vers un état rotationnel du fondamental : il s'agit de la fluorescence prompt qui contribue principalement à la lumière de scintillation.
- par transition vers l'état triplet : la désexcitation vers l'état  $S_0$  a un temps caractéristique de l'ordre de la milliseconde et ne contribue pas à la fluorescence prompt. En revanche, certaines molécules peuvent être excitées à nouveau vers l'état  $S_{10}$  et donner lieu à une fluorescence retardée.
- par des modes de désexcitation sans radiation.

La lumière de scintillation possède donc une composante rapide ( $\sim 1$  ns) et une composante lente ( $\sim 100$  ns) (*cf.* figure 7.7).

Les  $\gamma$  qui interagissent dans le scintillateur mettent en mouvement des électrons par effet Compton. La lumière produite est caractérisée par un temps d'apparition très bref ( $\approx 1$  ns). En revanche, pour les neutrons, les protons mis en mouvement donnent lieu à une composante rapide mais aussi à une composante lente. L'analyse de la forme du signal permet donc de discriminer les neutrons des  $\gamma$ . Plusieurs techniques sont employées dont la méthode d'intégration de charge et la méthode du passage à zéro, expliquées ci-dessous.

### La méthode du passage à zéro

La méthode de discrimination employée pour le Neutron Wall est celle du passage en zéro. Un amplificateur bipolaire génère un signal qui passe à zéro à un temps qui dépend de la fraction de composante lente contenue dans le signal (*cf.* figure 7.8) [ELM94]. Le passage

à zéro correspond au point d'inflexion du signal, c'est-à-dire à l'endroit du raccordement entre la composante rapide et la composante lente (cf. figure 7.7). Comme les protons sont beaucoup plus lourds et beaucoup plus ionisants que les électrons, ils vont exciter une fraction plus grande des états triplets du scintillateur liquide. Ainsi, le passage à zéro se fera plus tard pour un neutron que pour un  $\gamma$ .

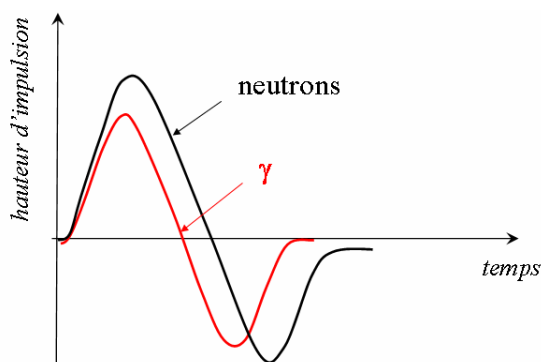


FIGURE 7.8 – Schéma du signal obtenu après amplification bipolaire pour la méthode du passage à zéro.

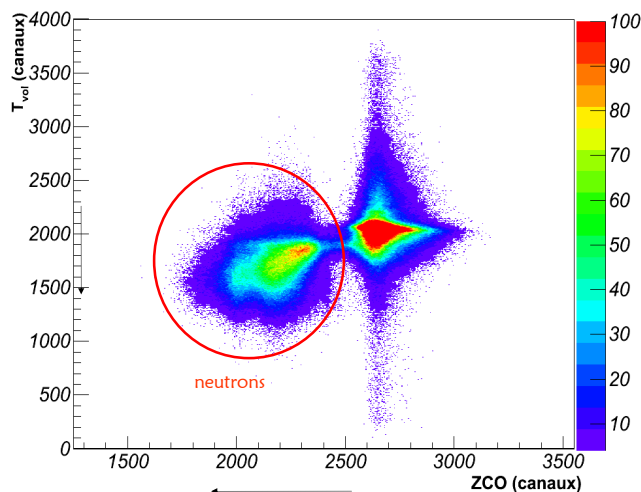


FIGURE 7.9 – Spectre représentant le temps de vol en fonction du passage à zéro pour discriminer n- $\gamma$  (attention ! les axes de la figure sont inversés : le temps de vol le plus long correspond aux canaux les plus petits, et la zero-crossover le plus grand correspond à la valeur en canaux la plus petite).

En traçant le temps de vol des particules détectées en fonction du passage en zéro (cf. figure 7.9), on obtient deux composantes : celle qui possède le passage à zéro le plus élevé correspond aux neutrons et l'autre correspond aux  $\gamma$ . En faisant un contour sur les neutrons, on peut éliminer la contribution des  $\gamma$ .

### La méthode d'intégration de charge

La méthode d'intégration de charge est utilisée pour le détecteur EDEN. Elle consiste à intégrer électroniquement les charges associées à différentes fenêtres en temps du signal



lumineux [EIM94] (cf. figure 7.10) :

- en intégrant sur une porte courte d'environ 30 ns, on caractérise le temps de montée grâce à l'énergie rapide,  $E_{rap}$ .
- en intégrant sur une porte longue (400 ns), on obtient l'information sur la totalité de l'énergie déposée,  $E_{tot}$ .

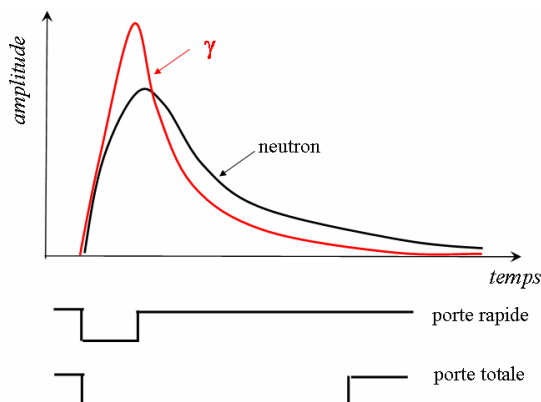


FIGURE 7.10 – Caractéristiques du signal lumineux donné par un scintillateur organique. L'intégration sur un temps de 30 ns fournit l'énergie rapide,  $E_{rap}$ , alors que l'intégration sur une fenêtre de 400 ns fournit l'énergie totale  $E_{tot}$ .

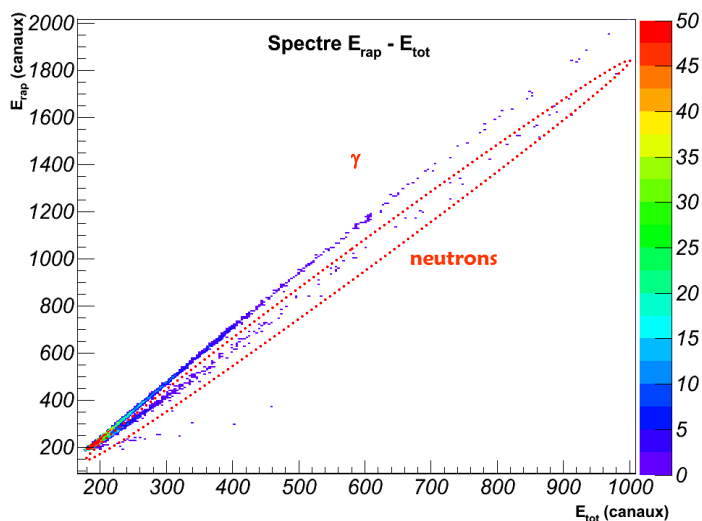


FIGURE 7.11 – Spectre représentant l'énergie rapide en fonction de l'énergie totale pour discriminer n- $\gamma$ .

En représentant, comme sur la figure 7.11, l'énergie rapide en fonction de l'énergie totale, on obtient deux branches : celle d'énergie rapide la plus grande correspond aux  $\gamma$ , l'autre aux neutrons. Un contour sur les neutrons permet d'éliminer une grande partie de la contribution des  $\gamma$ . Seule la partie où les deux lignes se confondent ne permet pas une distinction n- $\gamma$ . On introduit, alors, une coupure en temps de vol supplémentaire afin d'éliminer complètement la contribution des  $\gamma$ .

### 7.2.3 Temps de vol et énergie

Même si les  $\gamma$  doivent être identifiés pour ne garder que les événements correspondant à la détection d'un neutron pour la suite de l'analyse, leur contribution est utile pour la calibration en temps de vol des détecteurs.

#### Temps de vol

Comme l'énergie des neutrons ne peut pas être mesurée directement, le temps de vol est mesuré pour la reconstruire, connaissant la distance entre la cible et le détecteur touché. Pour calibrer ce temps de vol, on utilise :

- le point de calibration fourni par les  $\gamma$  : leur vitesse est constante et ils donnent naissance à un pic étroit centré autour de la valeur  $d/c$ , où  $d$  représente la distance entre la cible et le détecteur (*cf.* figure 7.12).

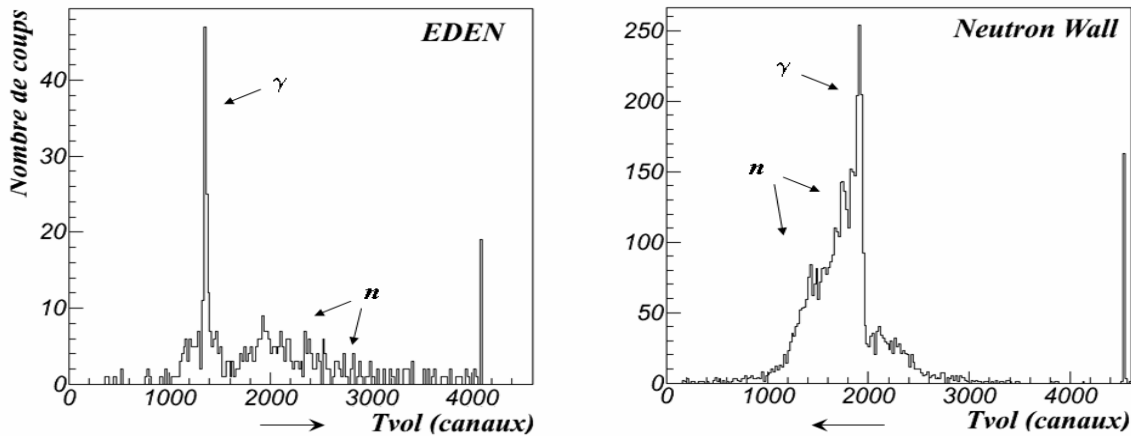


FIGURE 7.12 – Spectres bruts en temps de vol pour EDEN et le Neutron Wall en coïncidence avec une piste annulaire du Silicium.

- une correspondance entre les intervalles de temps en canaux les intervalles de temps en secondes, donnée par un run de calibration avec un générateur d'impulsions (*cf.* figure 7.13).

Ainsi le temps de vol des neutrons est donné par :

$$T_{vol} = k_{TDC}(C_{\gamma} - C_{neutron}) + \frac{d_{détecteur}}{c} \quad (7.2)$$

avec  $k_{TDC}$ , la pente du TDC donnant la conversion canal/ns ( $\sim 0,14$  ns/canal),  $C_{\gamma}$  et  $C_{neutron}$  la position du pic gamma et la position du neutron en canaux,  $d_{détecteur}$  la distance entre le détecteur touché et la cible, et enfin,  $c$  la vitesse de la lumière. Dans l'expérience,

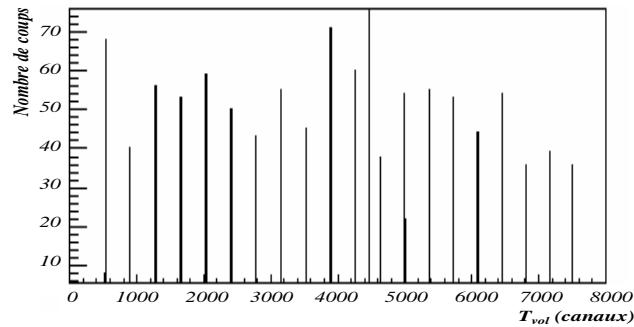


FIGURE 7.13 – Spectre obtenu avec un générateur d'impulsion avec un intervalle de  $50 \mu\text{s}$  pour une voie du Neutron Wall.

la référence en temps pour le temps de vol est le OU des pistes du Silicium. Etant donné que chaque piste du Silicium a un temps de réponse différent, il est nécessaire de corriger le temps de parcours des neutrons et des gammas de cette différence en réalignant toutes les pistes du Silicium. Pour ce faire, le décalage en temps est évalué pour chaque piste par rapport à une piste de référence, puis tous les canaux de neutrons sont décalés afin de référer au canal du  $\gamma$  détectés par la piste de référence. La résolution en temps de vol pour une piste du Silicium est alors de 2 ns (*cf.* figure 7.14). Avec cette calibration, la

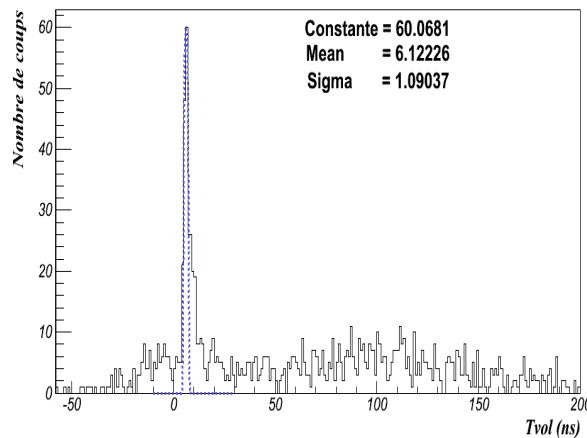


FIGURE 7.14 – Spectres en temps de vol en coïncidence avec une piste du détecteur Silicium annulaire.

distribution en temps de vol (*cf.* figure 7.15) présente un pic étroit (2,5 ns de largeur), qui

correspond aux  $\gamma$  et une ou plusieurs bosses pour les neutrons en fonction de leur énergie. Comme le Neutron Wall est très proche de la cible (51 cm), la bosse des neutrons d'énergie autour de 20 MeV est située sous le pic gamma car leur temps de vol est très court. Une coupure sur le temps de vol ne peut donc pas suffire à distinguer les neutrons des  $\gamma$ , c'est pourquoi on a recourt aux méthodes de discrimination n- $\gamma$  présentées au paragraphe précédent.

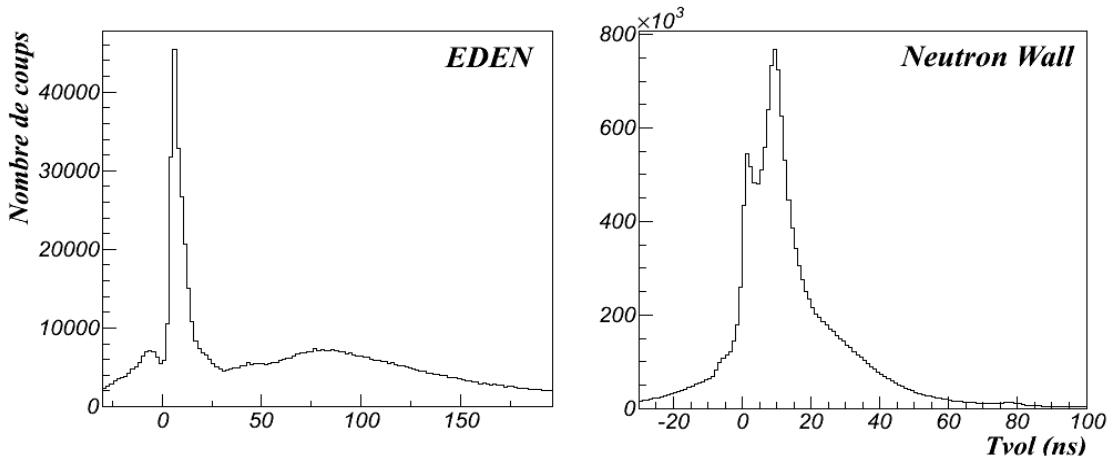


FIGURE 7.15 – Spectres en temps de vol pour EDEN et le Neutron Wall calibrés et sommés sur toutes les pistes du Silicium et sur tous les détecteurs.

### L'énergie des neutrons

L'énergie du neutron est déterminée d'après son temps de vol ( $t_{vol}$ ) par la formule relativiste :

$$E_n = m_n c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (7.3)$$

avec  $\beta = \frac{d+d_{int}}{ct_{vol}}$  où  $d$  représente la distance entre le détecteur et la cible et  $d_{int}$  représente la distance parcourue par le neutron dans le détecteur avant qu'il n'entre en collision avec un proton. On voit ici que la résolution en énergie dépend des caractéristiques temporelles de l'électronique mais aussi de la distance des détecteurs à la cible : plus ils sont éloignés et meilleure est la résolution. Dans notre cas, le Neutron Wall n'est placé qu'à 51 cm de la cible, ce qui réduit d'autant sa résolution en énergie (à 20 MeV, la résolution est de 50%). Par contre, EDEN est placé à plus de 1,5 m et possède une bonne résolution (15% à 20 MeV).

De plus, le neutron peut interagir sur toute la longueur du détecteur. Ainsi plus le détecteur sera épais, plus il y aura un décalage en temps de vol entre un neutron ayant interagi sur la face avant et un neutron ayant interagi à l'arrière du détecteur. Pour simuler

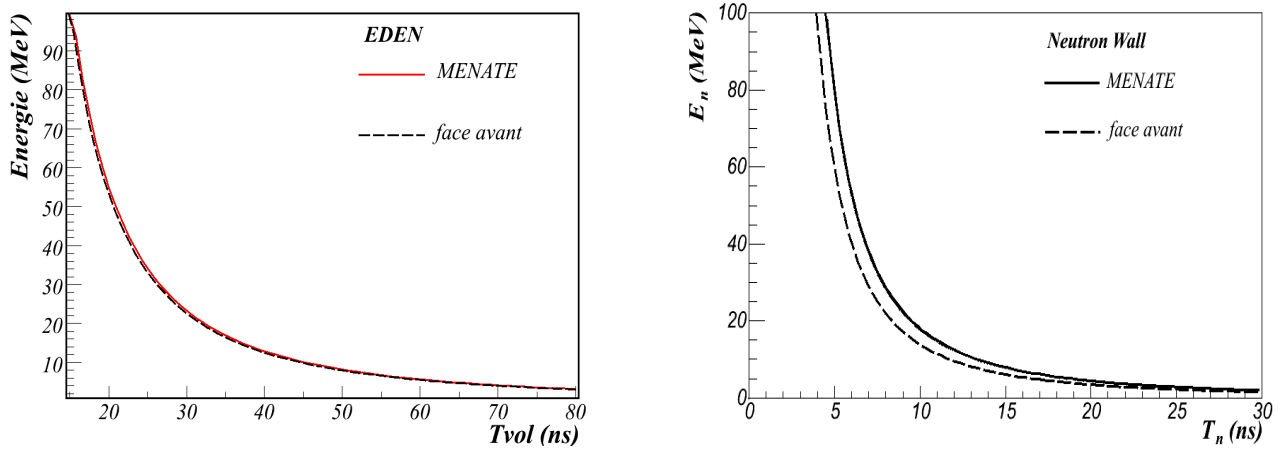


FIGURE 7.16 – Energie en fonction du temps de vol : en pointillés en supposant que l'interaction a lieu en face avant ; en trait plein simulée par MENATE. A gauche pour EDEN (les deux courbes sont confondues), à droite pour le Neutron Wall.

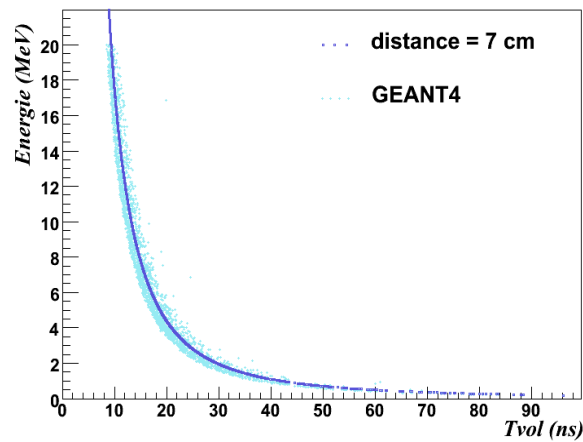


FIGURE 7.17 – Energie en fonction du temps de vol dans Geant4 pour le Neutron Wall.

l'effet de longueur du parcours du neutron au sein du détecteur, nous avons utilisé les codes

MENATE et GEANT4. MENATE permet de connaître le temps de vol et l'énergie associée à chaque événement. A partir de ces valeurs, on obtient la distance moyenne parcourue par le neutron dans le détecteur avant d'entrer en collision avec un proton. On voit sur la figure 7.16 que EDEN étant peu épais (5 cm), l'évaluation de l'énergie des neutrons fluctue de moins de 1 MeV. Par contre, pour le Neutron Wall qui est très épais (14,7 cm) la différence peut atteindre plusieurs MeV et nécessite une correction. D'après les simulations, la distance parcourue avant interaction est de 7,08 cm dans le Neutron Wall et de 2,86 cm pour EDEN. Cela signifie que les neutrons interagissent en moyenne au milieu du détecteur.

Une deuxième simulation a été réalisée avec GEANT4 qui donne la position exacte de l'interaction du neutron avec le détecteur. Comme on peut le voir sur la figure 7.17, les énergies obtenues sont réparties autour de la valeur moyenne établie pour la distance de 7,08 cm issue du code MENATE.

En évaluant l'énergie des neutrons avec ces distances moyennes parcourues, on a tout de même une incertitude sur l'énergie qui est d'autant plus important que le détecteur est épais. Elle est de 50% pour le Neutron Wall et de 4% pour EDEN à 20 MeV.

Afin de déterminer les spectres en énergie des neutrons, il est nécessaire de corriger de l'efficacité de détection en énergie des détecteurs utilisés. Pour la déterminer, une calibration de la charge déposée par les neutrons est réalisée.

#### 7.2.4 Charge déposée et efficacité

Connaissant l'énergie du neutron, la charge qu'il a déposé dans le détecteur permet de fixer un seuil dont l'efficacité de détection dépend de façon drastique. De plus, la charge déposée permet aussi d'éliminer une fraction du crosstalk.

#### Conversion de l'énergie déposée en lumière

La quantité de lumière détectée dépend de l'énergie de la particule mise en mouvement mais aussi de sa nature. Afin de pouvoir comparer la contribution de différentes particules, elle est mesurée en MeV équivalent électron, dénoté par MeVee : cela correspond à l'énergie lumineuse recueillie lorsqu'un électron dépose une énergie cinétique de 1 MeV. Elle s'exprime par la relation semi-empirique suivante [Cec79, Mai68] :

$$L = a_1 E - a_2 (1 - \exp(-a_3 E^{a_4})) \quad (7.4)$$

où E est l'énergie de la particule chargée, L la quantité de lumière produite. Les valeurs des coefficients pour l'électron, le proton et le  $^{12}\text{C}$  sont données dans le tableau 7.1.

La quantité de lumière émise est d'autant plus grande que l'énergie de la particule est élevée et que sa charge est petite (*cf.* figure 7.18). Cela contribue à rendre négligeable la

Particule	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
électron	1	0	-	-
proton	0.83	2.82	0.25	0.93
$^{12}\text{C}$	0.017	0	-	-

TABLE 7.1 – Coefficient pour l'équation (7.4) donnant la conversion de l'énergie déposée en MeV en lumière en MeVee

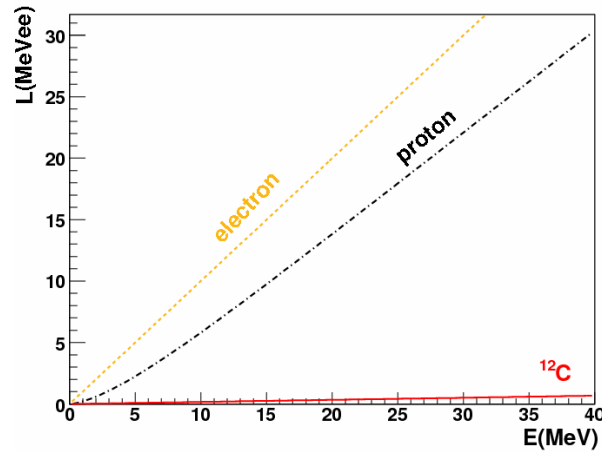


FIGURE 7.18 – Lumière recueillie en fonction de l'énergie déposée pour différentes particules.

contribution des atomes de carbone du scintillateur malgré la section efficace importante des interactions mises en jeu.

### Calibration de la charge déposée à l'aide d'une source de $^{22}\text{Na}$

La calibration de la charge déposée dans un détecteur permet de fixer un seuil identique pour tous les détecteurs de neutrons de façon à pouvoir comparer leurs taux de comptage et leurs efficacités. La charge collectée par détecteur peut être reliée à la quantité de lumière émise par le liquide scintillant en utilisant des sources radioactives émettant des  $\gamma$ , ici le  $^{22}\text{Na}$ .

En effet, pour des énergies de l'ordre du MeVee, l'interaction des  $\gamma$  par effet photoélectrique est négligeable face à l'effet Compton. L'énergie de l'électron de recul est donnée par :

$$E_{\text{compton}} = E_{\gamma} \frac{2E_{\gamma}/m_e c^2}{1 + 2E_{\gamma}/m_e c^2} \quad (7.5)$$

Les seuls pics accessibles sur les spectres sont les fronts Compton correspondant à l'énergie

Nature de la désintégration du $^{22}\text{Na}$	Energie $\gamma$ $E_\gamma = E_{\text{photoelectrique}}$	Position du front Compton
$\text{Na}^* \rightarrow \text{Ne}^* + \beta^+$ $\beta^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	0,511 MeV	0,341 MeVee
$\text{Na}^* \rightarrow \text{Ne}^* + \beta^+$ $\text{Ne}^* \rightarrow \text{Ne} + \gamma$	1,275 MeV	1,061 MeVee

TABLE 7.2 – Energie des fronts Compton pour la source de  $^{22}\text{Na}$ .

maximale acquise par l'électron (lorsque le  $\gamma$  est rétrodiffusé) :

$$E_e^{\text{max}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (7.6)$$

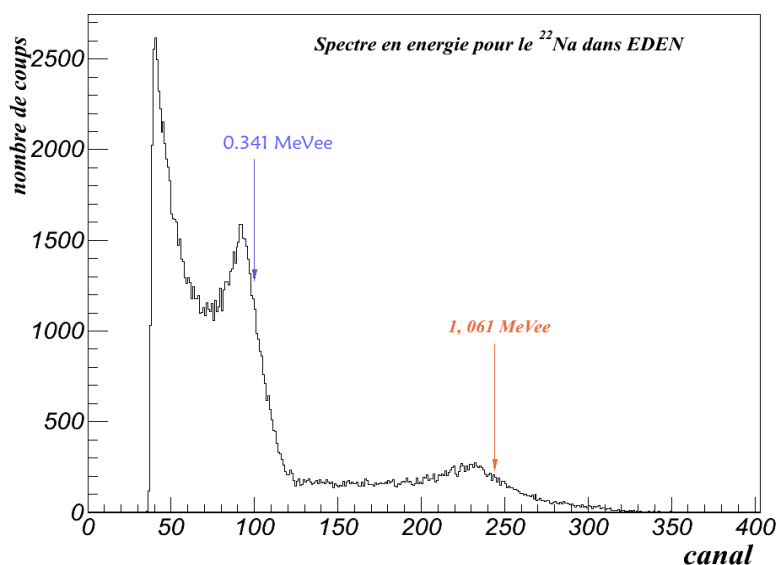


FIGURE 7.19 – Spectre de calibration d'un détecteur EDEN avec la source de  $^{22}\text{Na}$ . On observe deux pics correspondant aux deux fronts Compton donnés dans le tableau 7.2

La charge collectée étant une fonction quasi-linéaire de la lumière à basse énergie, on retrouve sur le spectre de la figure 7.19 le plateau Compton lié à la diffusion  $\gamma$ . Cependant, en raison des diffusions multiples qui peuvent avoir lieu et de la résolution des détecteurs, le front Compton est dégradé (il devient presque un pic). Pour tenir compte de cet effet, la valeur du front Compton est prise à 4/5 de la hauteur du pic [Lab99].

Cette méthode de calibration n'a pas pu être utilisée pour tous les "runs" en raison d'une dérive de l'électronique. C'est pourquoi une autre méthode a été testée.



### Deuxième méthode de calibration

Cette méthode établit une relation entre la charge déposée et l'énergie cinétique du neutron calculée par la méthode du temps de vol [Nor04]. Elle repose sur le fait que, pour un neutron d'énergie donnée, l'énergie du proton de recul est, au maximum, égale à l'énergie du neutron.

Pour calibrer la charge déposée par un neutron, on utilise le fait que l'énergie maximale que peut avoir le proton de recul correspond à l'énergie totale du neutron incident. En créant, à partir des données expérimentales, des faisceaux de neutrons monoénergétiques, on obtient une distribution en charge déposée par les protons telle que celle de la figure 7.20. Cette distribution est modifiée par la conversion, non linéaire pour un proton, de l'énergie

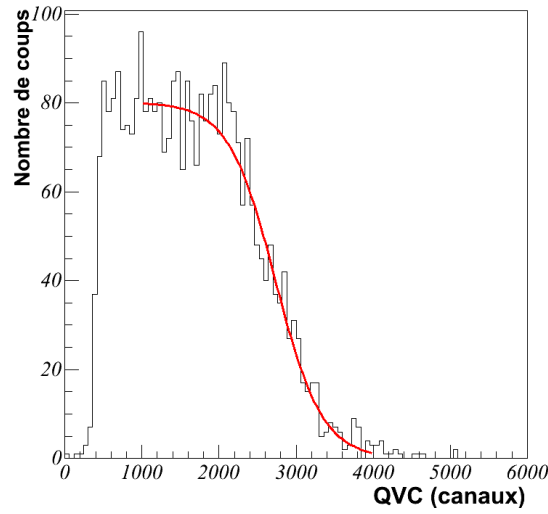


FIGURE 7.20 – Spectre en charge déposée pour un neutron de 3 MeV.

en lumière (*cf.* figure 7.18) ainsi que les cas où un neutron entre deux fois en collision au sein du même détecteur (la lumière collectée est alors accrue). De plus, les neutrons peuvent entrer en collision avec des atomes de  $^{12}\text{C}$  avant de rencontrer un proton. Cela va avoir tendance à diminuer la distribution des protons à haute énergie. Toutefois, il a été montré qu'un seuil de 500 keVee sur la charge déposée permet d'éliminer cet effet [Dro72]. Un autre effet à prendre en compte pour déterminer la distribution en énergie des protons est la résolution du détecteur. Comme celle-ci est finie, la distribution est adoucie. Des simulations [Nor04] montrent que l'énergie maximale du proton de recul peut être obtenue en ajustant la fin de la distribution avec une fonction de type Wood-Saxon [Nor04] :

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (7.7)$$

où  $V_0$  détermine la hauteur du plateau,  $R$  le centre de la descente et  $a$  l'inverse de la pente. Pour un faisceau de neutrons d'énergie comprise entre  $E_{min}$  et  $E_{max}$ , la mi-hauteur correspond à la valeur centrale  $\frac{1}{2}(E_{min} + E_{max})$  de l'intervalle.

Pour vérifier notre méthode de calibration, nous avons comparé ces résultats à ceux obtenus avec la source de  $^{22}\text{Na}$  pour les runs où nous possédions les deux calibrations. Ils sont reportés sur la figure donnant la charge déposée dans le détecteur en fonction de l'énergie incidente du neutron établie par la méthode du temps de vol (*cf.* figure 7.21).

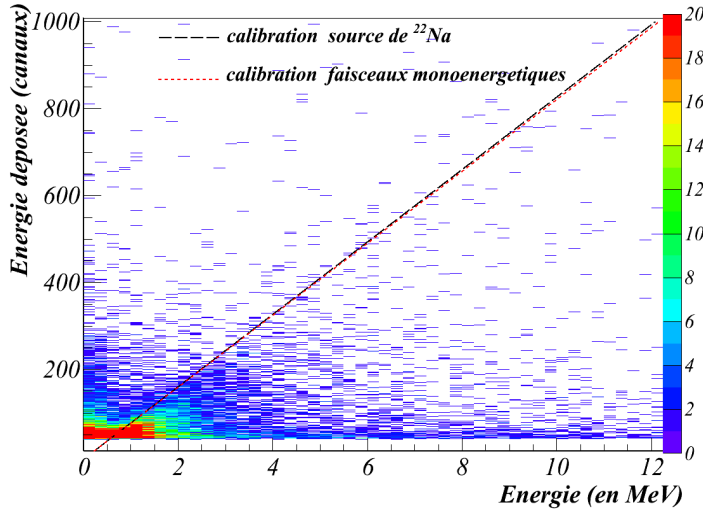


FIGURE 7.21 – Spectre représentant la charge déposée en fonction de l'énergie cinétique des neutrons calculée par la méthode du temps de vol. Les deux calibrations obtenues par la méthode présentée dans ce paragraphe et par la source de  $^{22}\text{Na}$  sont représentées.

Les deux méthodes donnant des résultats similaires, seule la deuxième méthode a été utilisée par la suite, à la fois pour EDEN et pour le Neutron Wall; et le seuil de détection pour la charge déposée a été placé à 500 keV [Dro72].

### Efficacité de détection en énergie

Avec l'information sur l'énergie déposée par un neutron dans un détecteur, les seuils de détection de chaque détecteur peuvent être fixés et l'efficacité de détection en énergie, très sensible au seuil choisi, connue. Les efficacités obtenues avec le code MENATE pour EDEN et le Neutron Wall sont représentées sur la figure 7.22. On peut remarquer que EDEN, en raison de sa faible épaisseur, est nettement moins efficace que le Neutron Wall. A basse énergie, l'efficacité est environ deux fois plus importante qu'à 10 MeV, mais au-delà de cette énergie, l'efficacité reste quasiment constante. Ainsi à 20 MeV, l'efficacité est de 15% pour EDEN et de 30% pour le Neutron Wall.

Afin de vérifier les résultats obtenus par le code MENATE, les efficacités obtenues pour différents seuils avec MENATE et GEANT4 sont comparées sur la figure 7.23. Les deux

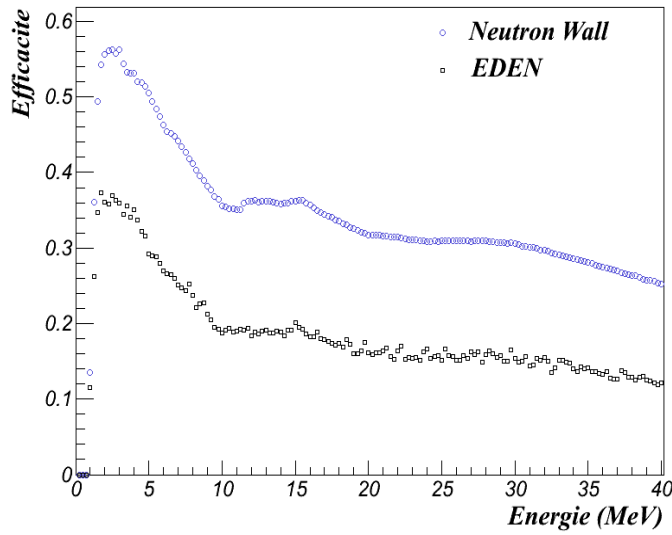


FIGURE 7.22 – Efficacités pour EDEN et le Neutron Wall simulées avec le code MENATE pour un seuil de détection de 500 keV.

simulations donnent des résultats très similaires.

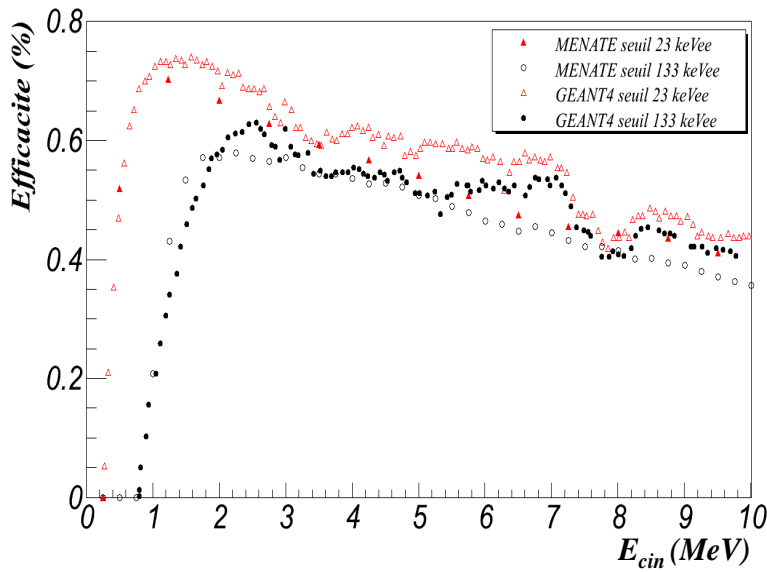


FIGURE 7.23 – Comparaison des efficacités calculées avec MENATE et GEANT4 [Lju04] pour le Neutron Wall avec plusieurs seuils.

Une fois la courbe d'efficacité en énergie déterminée, le spectre en énergie des neutrons peut être corrigé. On obtient les spectres de la figure 7.24 pour EDEN et le Neutron Wall.

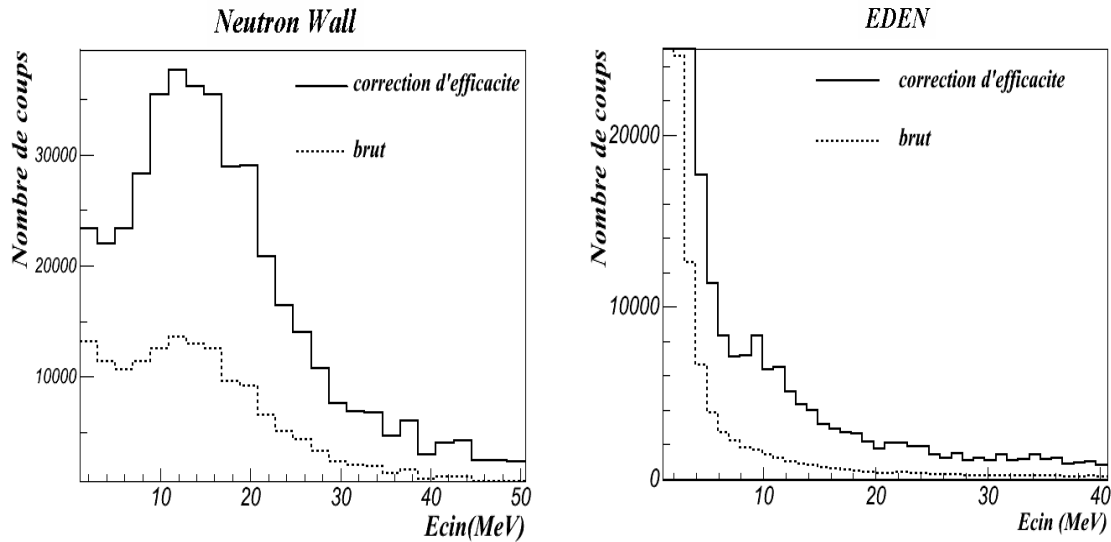


FIGURE 7.24 – Energie cinétique brute et corrigée de l’efficacité de détection propre au détecteur, à droite pour un détecteur EDEN, à gauche pour un détecteur du Neutron Wall. Pour les deux spectres, le seuil de détection a été placé à 500 keV.

### 7.2.5 Le phénomène de crosstalk

La dernière étape de traitement des données concernant les neutrons consiste à corriger les événements de multiplicité supérieure à un de la contribution du phénomène couramment appelé crosstalk et qui correspond à un même neutron ayant interagit dans deux détecteurs.

#### Le crosstalk

Quand un neutron interagit avec un détecteur, il ne dépose qu’une partie de son énergie cinétique. Après une première interaction, il peut donc poursuivre son parcours et interagir à nouveau. Plusieurs cas conduisent à une mauvaise identification du détecteur dans lequel le neutron a interagi :

- si le neutron interagit avec l’environnement (la structure métallique des détecteurs par exemple) avant d’être détecté.
- si le neutron interagit avec un premier détecteur sans déposer suffisamment d’énergie pour dépasser le seuil de détection et atteint un module voisin où il est détecté. Ce type d’évènement conduit à une erreur sur la localisation du neutron et le calcul de son énergie d’après sont temps de vol. Il affecte les événements de multiplicité 1 mais n’est évalué qu’à quelques pourcent. Il n’y a aucun moyen, au moment de l’analyse

d'identifier ce type d'évènement.

- si le neutron diffuse dans un premier détecteur mais garde suffisamment d'énergie pour interagir avec un autre détecteur. Ce type d'évènement, appelé 'crosstalk', conduit non seulement à une estimation erronée de la position et de l'énergie du neutron, mais à une multiplicité de neutrons fausse. Il entâche donc tous les résultats sur les corrélations entre deux neutrons et notamment les distributions en angle relatif qui nous intéressent. Toutefois un filtre, basé sur des considérations cinématiques a été mis au point [Mar00] et permet de corriger une partie des évènements de crosstalk.

Il faut noter que notre dispositif expérimental est composé de deux détecteurs de neutrons différents. EDEN a été conçu pour avoir une bonne résolution en énergie : les détecteurs sont fins (5 cm) et éloignés les uns des autres donnant ainsi un crosstalk très faible ( $< 5\%$ ). En revanche, le Neutron Wall est un détecteur compact et chacun des modules est très épais ( $\sim 14$  cm). Les évènements de crosstalk pour notre expérience proviennent principalement de ce détecteur. Par la suite, le détecteur EDEN, en plus de couvrir les angles, permet aussi de vérifier la contribution du crosstalk.

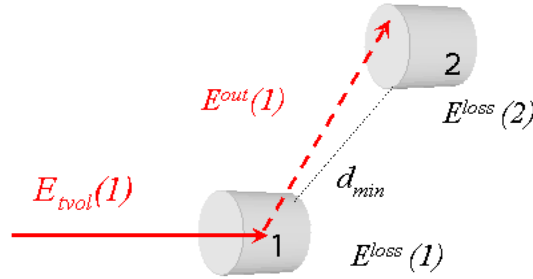


FIGURE 7.25 – “Crosstalk ” d’un neutron dans deux détecteurs.

### Algorithme de rejet du crosstalk

Afin de rejeter les évènements expérimentaux qui pourraient être du crosstalk, nous avons utilisé l’algorithme suivant [Mar00], illustré par la figure 7.25 :

- si l’énergie déposée dans le détecteur est supérieure à l’énergie calculée à partir du temps de vol :

$$E^{loss}(1) > E_{tvol}(1), \quad (7.8)$$

alors on rejette l’évènement.

- si le neutron issu du premier détecteur touché a suffisamment de temps pour atteindre le deuxième détecteur et que son énergie en sortie du premier détecteur est supérieure au dépôt d'énergie dans le deuxième détecteur :

$$E^{out}(1) > E^{loss}(2) \quad \& \quad E^{out}(1) > E^{min} = \frac{1}{2}m_n c^2 \frac{d_{min}^2}{(t_2 - t_1)^2 c^2}, \quad (7.9)$$

alors il peut s'agir d'un évènement de crosstalk et on le rejette.

La condition (7.8) écarte des évènements qui sont non physiques pour la détection d'un neutron. Par contre, la condition (7.9) rejette des évènements qui pourraient être du crosstalk. Dans le cas de deux détecteurs accolés l'un à l'autre, la deuxième partie de la condition est automatiquement remplie. Ainsi, dans le cas de deux détecteurs du Neutron Wall côte à côte, la condition à remplir devient simplement :  $E^{out}(1) > E^{loss}(2)$ . Des filtres supplémentaires ont été mis au point pour affiner cette dernière condition mais ils ne sont que difficilement applicables pour des détecteurs compacts. Plusieurs tests de cet algorithme ont été réalisés.

**Premier test :** Tout d'abord, à l'aide d'une simulation GEANT4 du Neutron Wall des neutrons d'énergie entre 0 et 30 MeV ont été envoyés de façon aléatoire dans le détecteur. Les évènements de crosstalk représentent 20 % de l'ensemble des évènements. Si on applique l'algorithme de crosstalk (7.8) et (7.9) sur ces évènements, il ne reste que 15% des évènements de crosstalk soit 4% de l'ensemble des évènements retenus (*cf.* figure 7.26). Ces

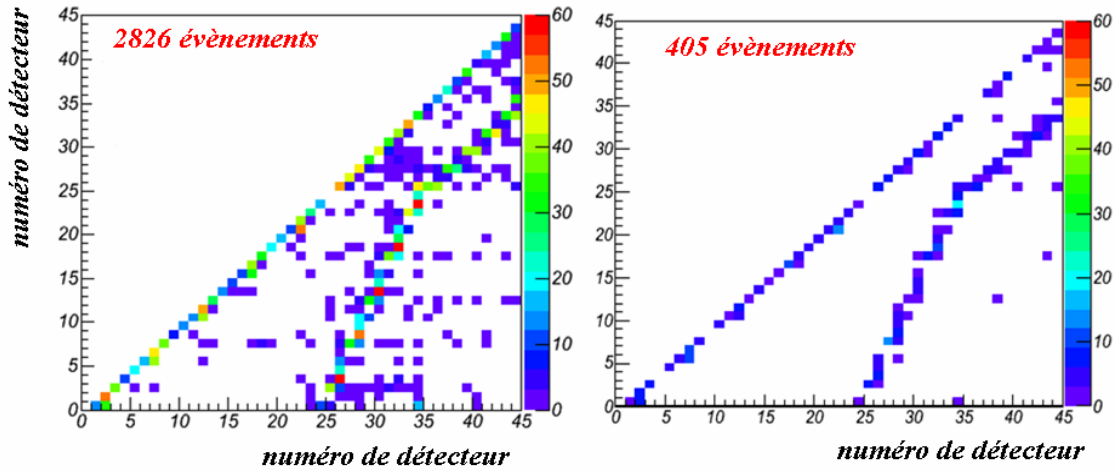


FIGURE 7.26 – Numéro des paires de détecteurs concernées par le crosstalk : à droite, en sortie du code GEANT4 ; à gauche, après application de l'algorithme de crosstalk.

4% d'évènements restant sont dûs à une mauvaise évaluation de la distance parcourue par

le neutron à l'intérieur du détecteur avant d'interagir. Cela induit une erreur sur l'énergie cinétique reconstruite à partir du temps de vol, qui se répercute sur l'algorithme de rejet du crosstalk.

**Deuxième test :** L'algorithme a aussi été testé à partir de données de l'expérience. Le faisceau parasite de  $^{12}\text{C}$ , nous permet d'identifier des noyaux de  $^{10}\text{B}$  (*cf.* figure 7.27). Ces noyaux sont produits par la réaction :  $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{10}\text{B} + ^{208}\text{Pb} + p + n$  où un seul neutron est émis. Donc, tous les événements où l'on observe deux neutrons en coïncidence avec un  $^{10}\text{B}$  sont des événements de crosstalk.

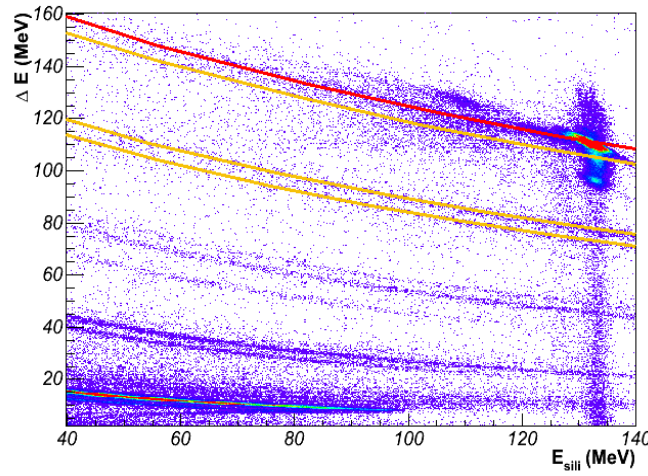


FIGURE 7.27 – Matrice  $\Delta E$ -E pour le faisceau de  $^{12}\text{C}$ .

Nous avons testé l'algorithme de crosstalk sur ces événements et au final, il ne reste que 8% de ces événements (*cf.* figure 7.28). La différence entre ce test et le précédent provient de la faible statistique des événements de multiplicité pour le  $^{10}\text{B}$ .

Les deux tests confirment qu'il est possible d'éliminer une bonne partie du crosstalk par l'algorithme présenté ici. Celui-ci permet d'identifier les événements de triple coïncidence  $\alpha+n+n$  qui vont être analysés par la suite.

## 7.3 Conclusions

Le traitement des données a permis d'établir les différentes grandeurs physiques associées à notre expérience. L'énergie et la position des  $\alpha$  et des neutrons ont été obtenues. Les résolutions associées à ces grandeurs sont résumées dans le tableau 7.3.

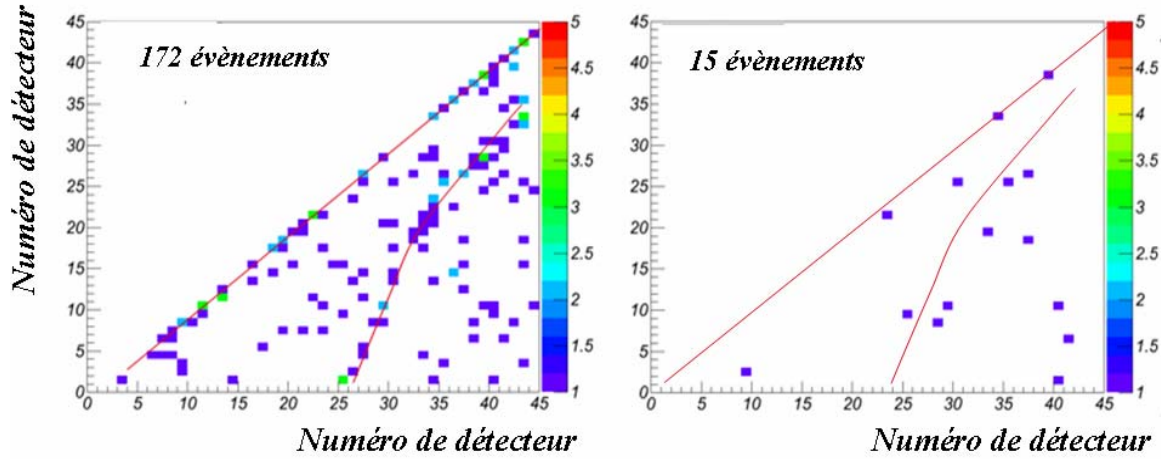


FIGURE 7.28 – Tracé des numéros des détecteurs touchés pour un évènement de multiplicité 2 : à gauche, évènements expérimentaux ; à droite, après algorithme de rejet du crosstalk. Les lignes représentent les détecteurs très proches dans le Neutron Wall et la numérotation correspond à celle de la figure 6.8.

Détecteur	Résolution en énergie	Résolution en temps	Résolution en angle
Silicium à pistes	$\frac{\Delta E}{E}=4\%$	$\Delta t=2$ ns	$\Delta\theta=1^\circ$ $\Delta\phi=3,4^\circ$
Silicium Lithium	$\frac{\Delta E}{E}=1\%$	-	-
EDEN	$\frac{\Delta E(\text{distance interne})}{E}=4\%$	$\Delta t=2,5$ ns	$\Delta\theta \sim 7^\circ$
Neutron Wall	$\frac{\Delta E(\text{distance interne})}{E}=50\%$	$\Delta t=2,5$ ns	$\Delta\theta \in [15^\circ, 20^\circ]$

TABLE 7.3 – Résolutions des différents détecteurs de l'expérience.

La résolution en énergie des détecteurs de neutron ne prend en compte que l'erreur liée à l'estimation du point d'interaction dans le détecteur. Les valeurs extrêmes correspondent à une interaction sur la face avant ou sur la face arrière du détecteur. La résolution en énergie et en temps du Neutron Wall est très mauvaise car il est placé à 51 cm de la cible et il est très épais (14,7 cm) pour avoir une bonne efficacité. Quant-à sa résolution angulaire, étant donné que les détecteurs sont des pentagones ou des parallélépipèdes, la granularité est différente en fonction de l'angle regardé.



Des simulations des détecteurs de neutrons ont été mise en oeuvre, notamment pour estimer l'efficacité de détection des neutrons et la distance moyenne parcourue par les neutrons avant d'interagir avec le scintillateur. Elles ont aussi permis de vérifier l'efficacité de l'algorithme de réjection du crosstalk. Les données peuvent désormais être utilisées pour l'extraction des résultats.

# Chapitre 8

## Résultats

Dans ce chapitre, les distributions à un corps expérimentales sont tout d’abord présentées car elles permettent d’identifier les neutrons issus du mécanisme de Towing Mode et de les sélectionner pour étudier leurs propriétés. Ensuite, les distributions à deux corps seront présentées et nous chercherons à extraire l’information sur les corrélations, en gardant en filigrane les résultats de l’approche théorique avec le calcul TDDM<sup>P</sup>.

### 8.1 Distributions à un corps

Les distributions à un corps des neutrons mettent en évidence le mécanisme de réaction mis en jeu. Les événements de type  $\alpha + n$  sont pris en compte en plus des événements  $\alpha + n + n$ . En l’effet, deux neutrons sont toujours émis lors de la cassure de l’<sup>6</sup>He mais leur détection dépend de l’acceptance et de l’efficacité du dispositif expérimental et aussi de leur corrélation.

#### 8.1.1 Spectre en énergie

Le spectre en énergie des neutrons total est présenté sur la figure 8.1. Les barres d’erreur en énergie sont liées à la résolution en énergie du détecteur, qui est de l’ordre de 50% pour le Neutron Wall (*cf.* § 7.3). Pour  $d\sigma/dE$ , l’erreur statistique est faible. En revanche, à cause de la résolution en énergie, l’erreur sur l’efficacité peut être très grande. Elle joue un rôle très important pour les neutrons de basse énergie, car l’efficacité peut varier de quelques pourcent à 50% sur un faible intervalle en énergie. Les différences entre l’efficacité simulée par GEANT4 et MENATE ont aussi été prises en compte.

Le spectre présente deux contributions essentielles : l’une à basse énergie (inférieure à 5 MeV) très importante et résultant de l’émission par la cible comme nous le verrons plus loin, l’autre autour de 10-15 MeV, très large, légèrement inférieure à l’énergie de faisceau de 20 A.MeV et cohérente avec le break-up de l’<sup>6</sup>He. L’intensité des contributions varie

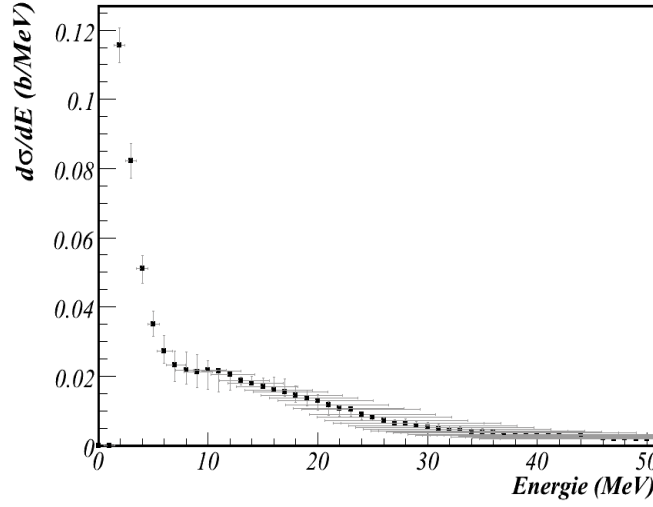


FIGURE 8.1 – Spectre en énergie totale des neutrons en coïncidence avec un  $\alpha$ .

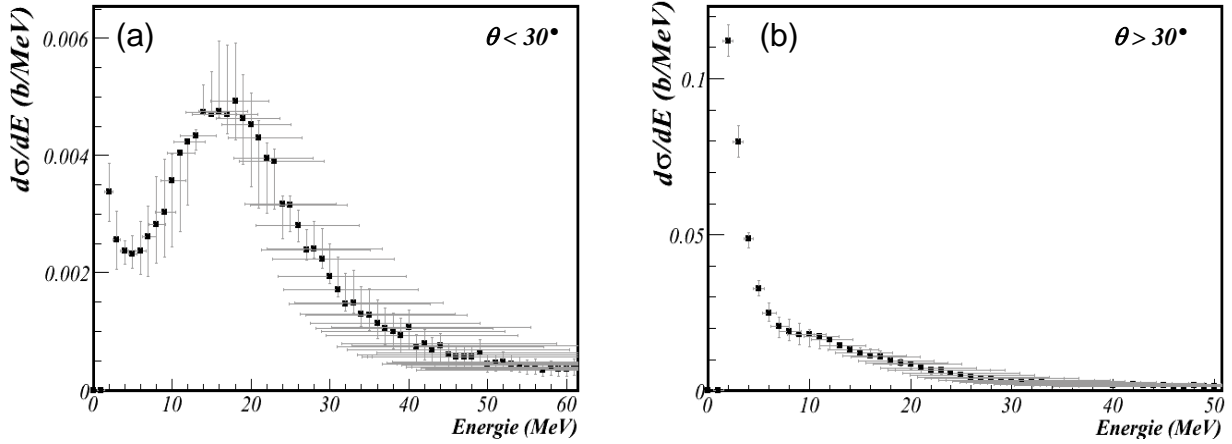


FIGURE 8.2 – (a) Spectre en énergie des neutrons détectés à moins de  $30^\circ$ . (b) Spectre en énergie des neutrons détectés à plus de  $30^\circ$ .

en fonction de l'angle de détection des neutrons. Pour les neutrons détectés aux angles avant (inférieurs à  $30^\circ$ ), la composante autour de 16 MeV domine et celle de basse énergie apparaît très peu (*cf.* figure 8.2(a)). En deçà de  $30^\circ$ , la cassure coulombienne domine largement la section efficace alors qu'au-delà seule la cassure nucléaire contribue (*cf.* figure 1.5). Le spectre associé aux neutrons détectés à grand angle ( $> 30^\circ$ ) (*cf.* figure 8.2(b)) contient l'essentiel de la statistique pour le pic à basse énergie ainsi qu'une composante autour de 12 MeV. Cette partie du spectre en énergie peut être divisée en deux secteurs

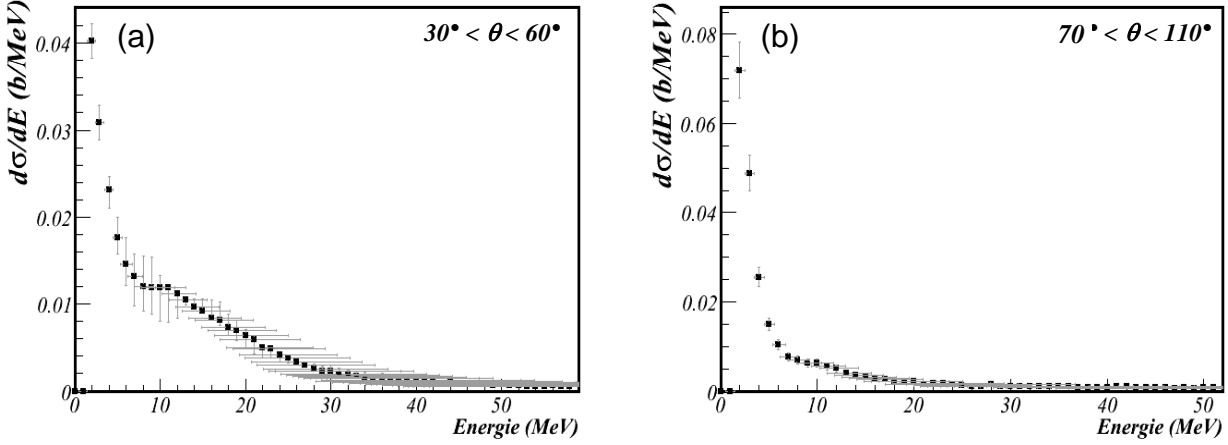


FIGURE 8.3 – Spectre en énergie des neutrons en coïncidence avec un  $\alpha$  pour différentes tranches d'angles : (a) entre 30 et 60° et (b) entre 70 et 110°.

angulaires : les angles compris entre 30 et 60° (correspondant au Neutron Wall) et les angles compris entre 70° et 110° (correspondant à EDEN), présentés sur la figure 8.3. Il apparaît clairement que la composante de plus haute énergie est centrée autour d'une énergie légèrement différente de celle des neutrons émis à moins de 30°. Pour la cassure coulombienne, le coeur peut être excité et les deux neutrons sont émis autour de l'énergie du faisceau. En revanche, dans le cas du Towing Mode, le neutron émis par le projectile est attiré par la cible de Plomb et ralenti par celle-ci, donnant lieu à des énergies inférieures.

Par ailleurs, la contribution autour de 12 MeV est légèrement moins importante pour des angles de détection plus élevés alors que la composante à basse énergie reste très présente à tous les angles de détection.

### 8.1.2 Distributions angulaires à un corps

Les distributions angulaires permettent d'identifier les mécanismes de réaction à l'origine de l'émission des différents neutrons détectés dans l'expérience (*cf.* § 1.1.1). En sélectionnant les neutrons d'énergie inférieure à 5 MeV, on obtient la distribution angulaire de la figure 8.4. Les barres d'erreur sur l'angle correspondent à la largeur des détecteurs concernés, elles sont asymétriques pour le Neutron Wall car les détecteurs ont des formes de losanges ou de pentagones. Les barres d'erreur sur  $d\sigma/d\Omega$  sont essentiellement liées à l'efficacité en énergie. La distribution est relativement plate et compatible avec une distribution isotrope (représentée par le trait noir sur la figure). Elle est caractéristique des neutrons émis par la cible, lors de la réaction.

La distribution angulaire des neutrons de plus de 5 MeV est présentée sur la figure 8.5.

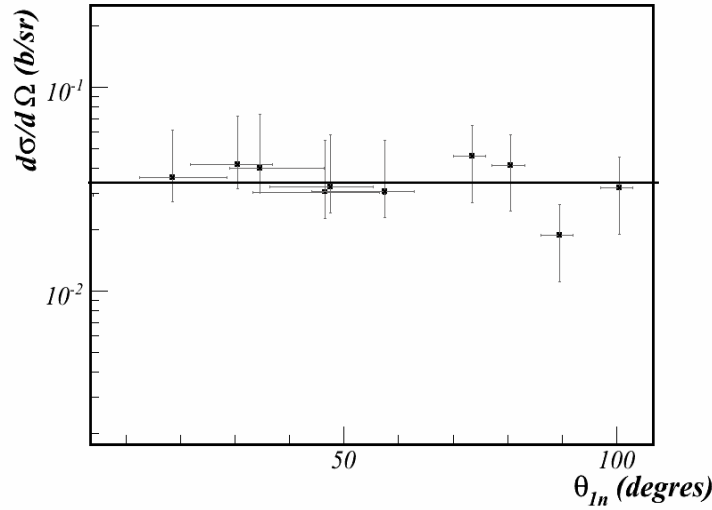


FIGURE 8.4 – Distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec un  $\alpha$  pour des énergies inférieures à 5 MeV. Le trait noir représente un ajustement de la section efficace.

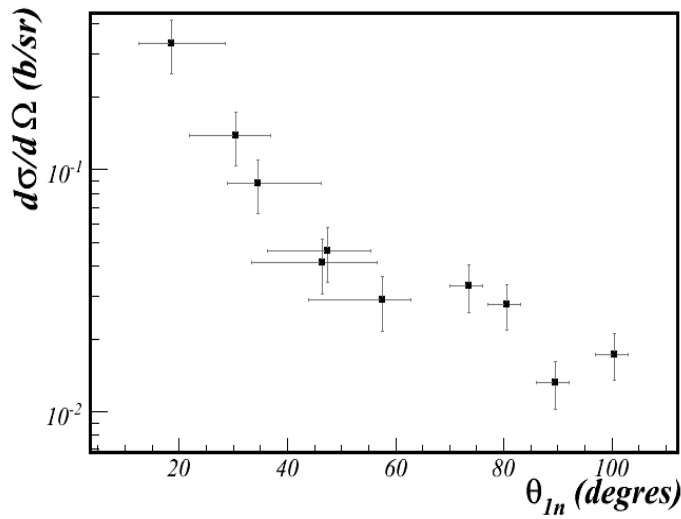


FIGURE 8.5 – Distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec un  $\alpha$  pour des énergies supérieures à 5 MeV.

Les neutrons détectés autour de  $20^\circ$  dominent la section efficace. Ils sont principalement issus de la cassure coulombienne. Pour les angles plus élevés, la cassure nucléaire prend le dessus. On remarque que la section efficace perd un ordre de grandeur entre  $20^\circ$  et  $60^\circ$  mais elle présente une allure relative plate à partir de  $50^\circ$ .

### 8.1.3 Asymétrie des distributions angulaires

Le Towing Mode d'un neutron se caractérise par une émission préférentiellement du même côté que le noyau perturbateur, en l'occurrence le  $^{208}\text{Pb}$  et du côté opposé à l'éjectile

(l' $\alpha$ ). Les distributions angulaires conditionnées par l'angle d'émission des neutrons de plus de 5 MeV par rapport à l' $\alpha$  permettent donc d'identifier de façon plus précise le mécanisme. La figure 8.6 présente les distributions angulaires en fonction de l'angle azimutal  $\phi$  du neutron par rapport à l' $\alpha$ . Si l'angle  $|\phi_\alpha - \phi_n|$  est inférieur à  $90^\circ$  alors le neutron a été émis du même côté que l' $\alpha$ . Par contre, si cet angle est supérieur à  $90^\circ$ , le neutron a été émis du côté opposé à l' $\alpha$ .

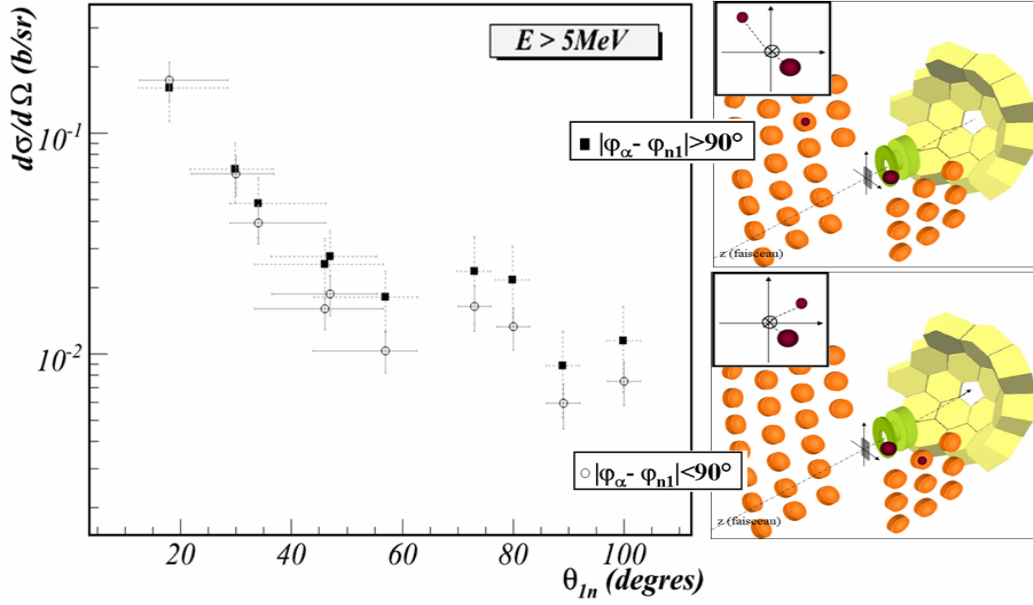


FIGURE 8.6 – Distribution angulaire à un corps des neutrons détectés en coïncidence avec un  $\alpha$  en fonction de leur angle par rapport à l' $\alpha$  pour des neutrons de plus de 5 MeV. A droite est représenté un schéma de la position du neutron (petit point noir) par rapport à l' $\alpha$  (gros point noir) à l'aide du dispositif expérimental et, en encart, une projection dans le plan perpendiculaire au faisceau.

Au-delà de  $30^\circ$ , l'asymétrie entre l'émission du neutron du même côté de l' $\alpha$  et l'émission du côté opposé devient de plus en plus forte. Dans le cas du Towing Mode d'un neutron du  $^{11}\text{Be}$ , la section efficace est quatre fois plus élevée pour l'émission du même côté que le noyau perturbateur [Lim07]. Le cas de la cassure de l' $^6\text{He}$  est un peu plus complexe puisque deux neutrons sont mis en jeu. Dans la configuration di-neutron, les neutrons sont attendus du côté opposé à l' $\alpha$  car ils subissent tous les deux le Towing Mode. Par contre, pour une configuration cigare, le neutron émis par l' $^5\text{He}$  non lié est, *a priori*, émis du même côté que l' $\alpha$  puisqu'il aura subi la diffusion coulombienne avec l' $\alpha$ . Ceci explique la différence moins nette qui est observée, dans notre cas, entre la contribution du même

côté que l' $\alpha$  et celle du côté opposé.

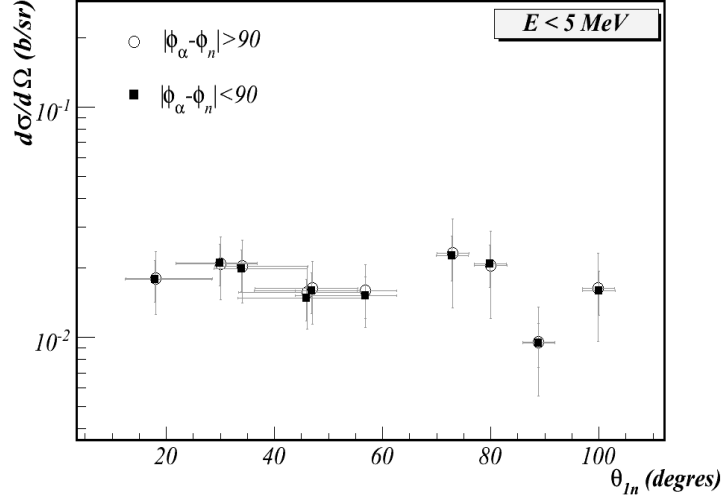


FIGURE 8.7 – Distribution angulaire à un corps des neutrons détectés en coïncidence avec un  $\alpha$  en fonction de leur angle par rapport à l' $\alpha$  pour des neutrons de moins de 5 MeV.

A titre de comparaison, la distribution angulaire des neutrons d'énergie inférieure à 5 MeV (provenant de la cible) en fonction de leur angle azimutal par rapport à l' $\alpha$  est présentée sur la figure 8.7. Les contributions des neutrons émis du même côté que l' $\alpha$  ou du côté opposé sont à peu près identiques, corroborant l'asymétrie observée pour les neutrons de plus de 5 MeV.

## 8.2 Distributions à deux corps pour les évènements triples $\alpha + n + n$ et identification du mécanisme de réaction

Les évènements triples du type  $\alpha + n + n$  permettent d'extraire la corrélation entre les deux neutrons issus de la cassure de l' $^6\text{He}$ . Dans ce paragraphe, les distributions en angle relatif entre les neutrons issus de ces évènements vont être présentées.

### 8.2.1 Distribution en angle relatif des neutrons

Le dispositif expérimental utilisé (*cf.* figure 6.3) permettait de couvrir seulement 28% de  $4\pi$ . Les angles relatifs pris au centre des détecteurs et leur angle solide associé sont présentés sur la figure 8.8. La majorité des angles relatifs sont possibles dans notre dispositif expérimental ce qui permet une étude assez complète, même s'ils ont chacun des poids

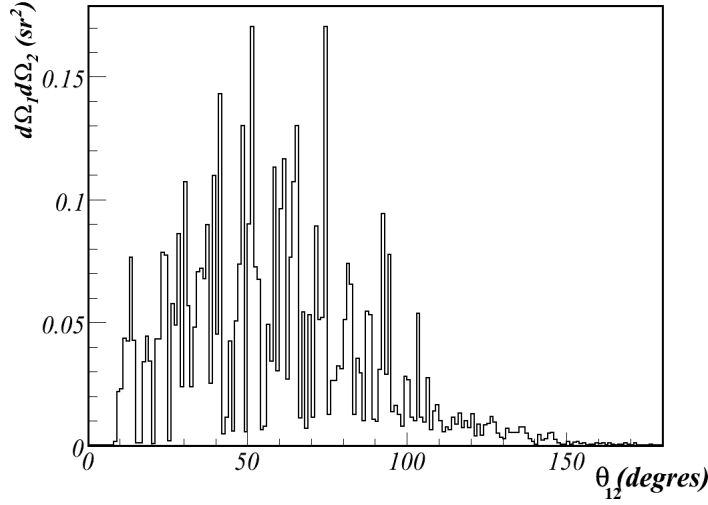


FIGURE 8.8 – Angle solide couvert par le dispositif expérimental en fonction de l'angle relatif entre les centres des détecteurs.

différents. 8.8. La distribution en angle relatif entre les deux neutrons, obtenue en prenant

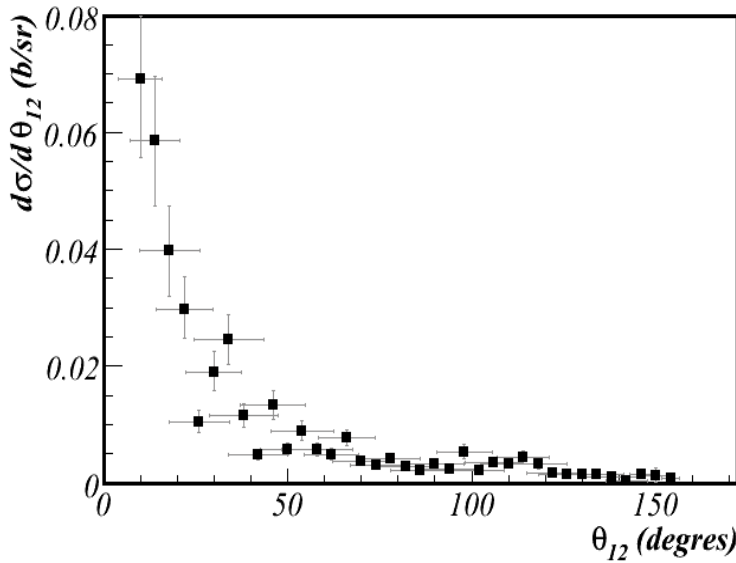


FIGURE 8.9 – Distribution en angle relatif des neutrons issus des évènements  $\alpha + n + n$  pour des neutrons d'énergie supérieure à 5 MeV.

en compte tous les neutrons d'énergie supérieure à 5 MeV et en corrigeant du crosstalk par l'algorithme présenté au chapitre 7, est donnée sur la figure 8.9. La correction de l'angle solide couvert pour un angle relatif donné est réalisée en divisant la distribution en angle relatif, donnée en nombre de coups et corrigée de l'efficacité, par l'histogramme de la figure Les angles relatifs sont calculés au centre de chaque détecteur et les barres



d'erreur associées correspondent à l'écart type de la distribution en angle associée. Les barres d'erreur sur  $d\sigma/d\theta_{12}$  sont liées à l'erreur sur l'efficacité en énergie des détecteurs et pour les petits angles relatifs, au crosstalk résiduel. La distribution en angle relatif est maximale à très petit angle relatif et s'étend jusqu'aux grands angles. A partir de cette distribution, on ne peut pas déterminer la contribution des corrélations, il faut la comparer à la distribution que l'on aurait obtenue, dans les mêmes conditions, s'il n'y avait pas de corrélation entre les deux neutrons. Nous verrons au paragraphe 8.3 comment extraire les corrélations, mais avant nous allons nous concentrer sur l'identification du mécanisme de réaction.

### 8.2.2 Identification et sélection du mécanisme de réaction, le Towing Mode

#### Corrélation $\alpha$ - n

En plus d'être émis à grand angle, les neutrons issus du Towing Mode sont caractérisés par leur corrélation par rapport à l' $\alpha$ . La distribution en angle relatif est très dépendante de l'angle azimutal du neutron par rapport à l' $\alpha$ . (cf. figure 8.10). En sélectionnant un neutron émis du côté de l' $\alpha$  et un neutron émis du côté opposé, la composante à petit angle relatif diminue au profit de la composante à grand angle relatif. La configuration cigare donne bien lieu à une émission où l'un des deux neutrons subit le Towing Mode et l'autre est émis dans la direction de l' $\alpha$ . D'autre part, pour deux neutrons émis du côté opposé à l' $\alpha$ , la distribution contient en majeure partie la contribution à petit angle relatif, correspondant au Towing Mode des deux neutrons de façon simultanée.

Il est intéressant de comparer cette contribution à celle que l'on obtient pour deux neutrons détectés du même côté de l' $\alpha$  (cf. figure 8.10).

En effet, le calcul de la trajectoire d'un noyau d' $^4\text{He}$  sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  présenté sur la figure 8.11 montre que l' $\alpha$  est dévié à des angles inférieurs à  $18^\circ$  par l'interaction coulombien. Puis, pour des paramètres d'impact d'effleurement, les angles de déviation diminuent (inférieurs à  $18^\circ$ ) puisque l'interaction nucléaire entre en jeu. Pour des paramètres d'impact encore plus petits, l' $\alpha$  est fortement dévié par l'attraction nucléaire et son angle devient négatif. Ce cas conduit à la détection de neutrons à grand angle du même côté que l' $\alpha$ , cette fois-ci.

Pour étudier plus en détail l'asymétrie des neutrons par rapport à l' $\alpha$ , des graphes à deux dimensions représentant l'angle azimutal d'un neutron par rapport à l' $\alpha$  en fonction de l'angle azimutal de l'autre neutron par rapport à l' $\alpha$  ont été utilisés. Tous ces graphes présentent des contributions symétriques par rapport à l'axe  $|\phi_\alpha - \phi_{n1}| = |\phi_\alpha - \phi_{n2}|$ . Afin de simplifier l'interprétation, les graphes ont été antisymétrisés en choisissant de représenter l'angle azimutal du neutron émis à plus grand angle  $\theta$  par rapport à l'axe du faisceau en

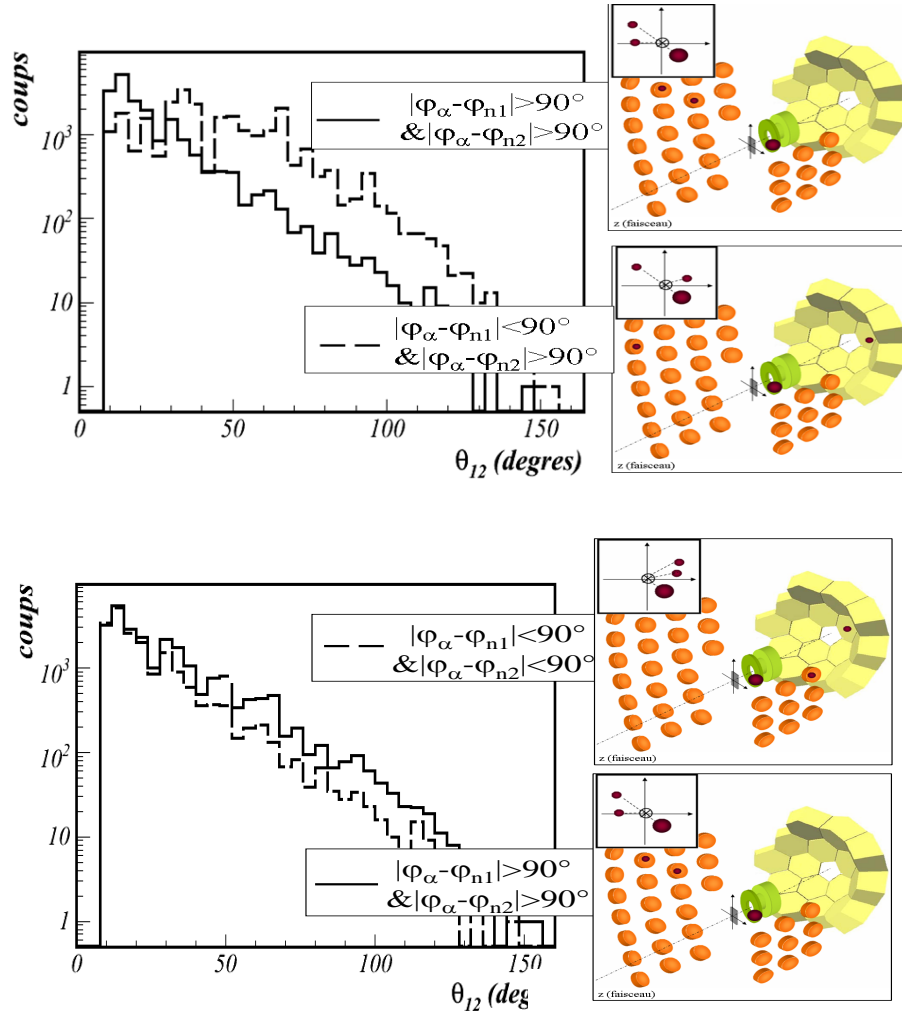


FIGURE 8.10 – Distribution en angle relatif des neutrons de plus de 5 MeV en fonction de leur angle azimutal par rapport à l' $\alpha$  (en haut : les 2 neutrons sont émis du côté opposé à l' $\alpha$  ou de part et d'autre du faisceau; en bas : les deux neutrons sont soit émis du même côté (trait tireté) que l' $\alpha$  soit du côté opposé (trait plein)). A droite est représenté un schéma des positions des deux neutrons (petits points noirs) par rapport à l' $\alpha$  (gros point noir) à l'aide du dispositif expérimental et, en encart, pour une projection dans le plan perpendiculaire au faisceau.

fonction de l'angle azimutal de celui émis à plus petit angle  $\theta$ .

Sur la figure 8.12, les angles relatifs supérieurs à 40, 50, 60, 70 et 80 degrés ont été sélectionnés. Ces angles correspondent, *a priori*, à une configuration cigare de l' $^6\text{He}$ . La majorité des cas (coin supérieur gauche) correspond à un neutron émis à petit angle du même côté que l' $\alpha$  et l'autre neutron émis à grand angle, du côté opposé et qui a donc subi le Towing Mode. Cela correspond bien à ce qui est attendu dans le cas d'une configuration

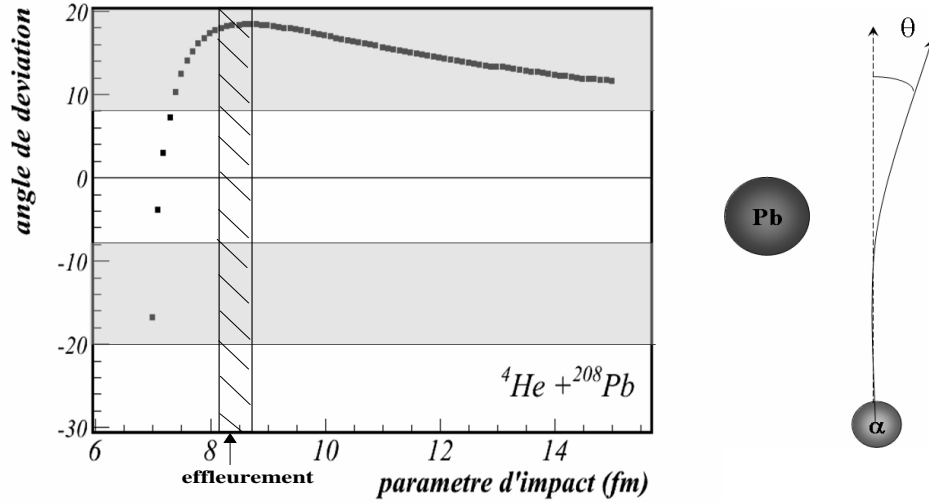


FIGURE 8.11 — Angle de déviation de l' $\alpha$  sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  issu d'un calcul de trajectoire prenant en compte l'interaction nucléaire et l'interaction coulombienne. La partie grisée correspond aux angles couverts par le Silicium à pistes.

cigare. Toutefois, une contribution non négligeable (coin inférieur droit) correspond au cas opposé : le neutron à plus petit angle est émis du côté opposé à l' $\alpha$  et celui à plus grand angle du même côté. Cette contribution persiste à tous les angles relatifs et peut être liée aux très petits paramètres d'impact, où l'attraction nucléaire est capable de dévier l' $\alpha$ .

Pour les neutrons ayant un faible angle relatif, les distributions en angle azimutal des deux neutrons sont présentées sur les figures 8.13. Si on sélectionne deux neutrons détectés à plus de  $40^\circ$ , la contribution essentielle (en haut à droite) correspond aux deux neutrons émis du côté opposé à l' $\alpha$ . Une petite contribution apparaît aussi pour deux neutrons émis du même côté que l' $\alpha$ . Il ne s'agit pas d'une contribution coulombienne car celle-ci est uniquement présente aux angles à un corps inférieurs à  $30^\circ$ . De plus, l'angle azimutal relatif des neutrons par rapport à l' $\alpha$  pour deux neutrons détectés très à l'avant donc majoritairement issus de la cassure coulombienne (cf. figure 8.13(a)) s'étale à plus grand angle que celle observée ici. Il s'agit donc encore de la contribution des petits paramètres d'impact.

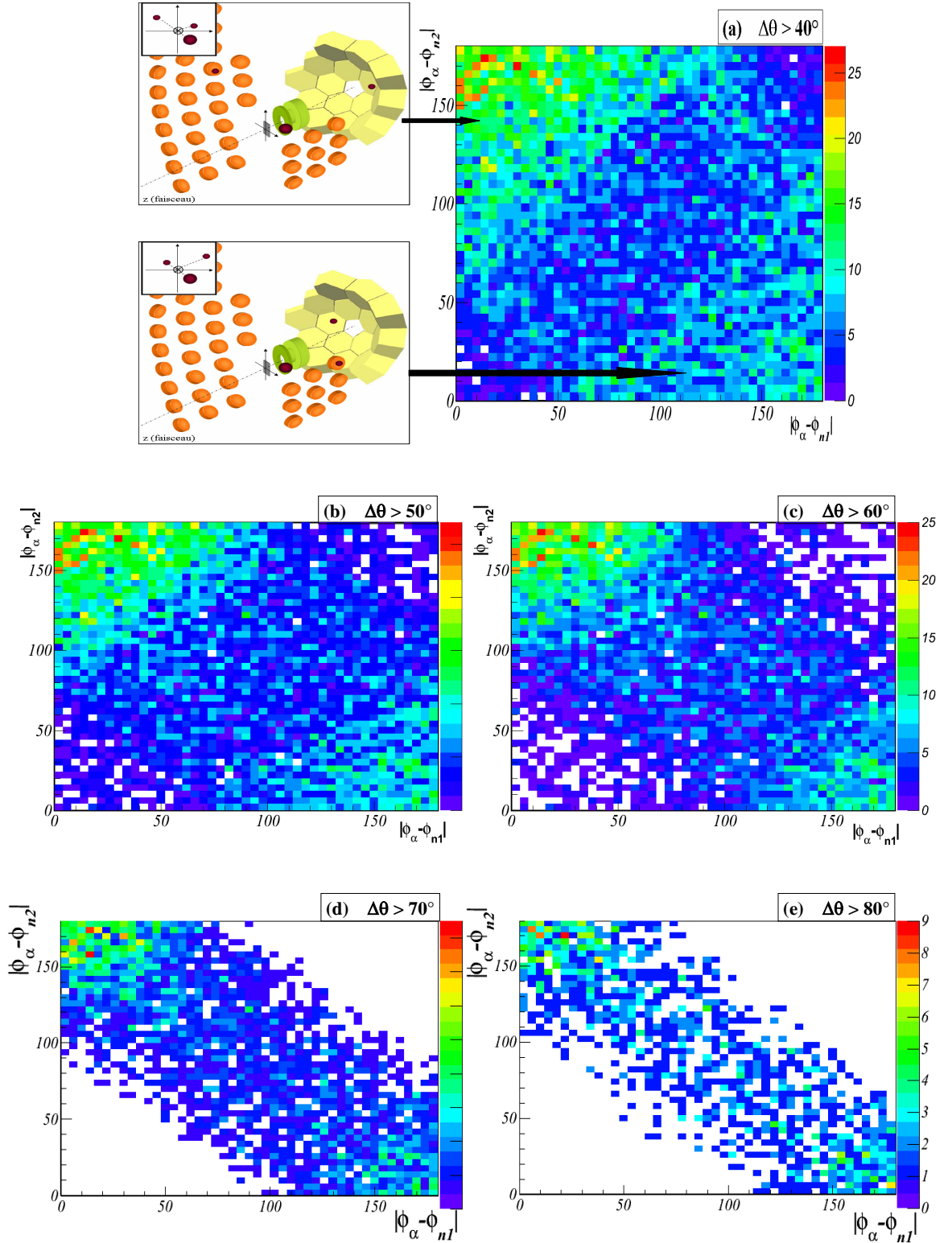


FIGURE 8.12 — Distribution en angle  $\phi$  entre l' $\alpha$  et les deux neutrons détectés lorsqu'au moins un neutron est détecté à grand angle, pour des angles relatifs de plus de  $40^\circ$  (a),  $50^\circ$  (b),  $60^\circ$  (c),  $70^\circ$  (d) et  $80^\circ$  (e). Le neutron, noté  $n_1$ , choisi sur l'axe x est celui qui est émis à plus petit angle.

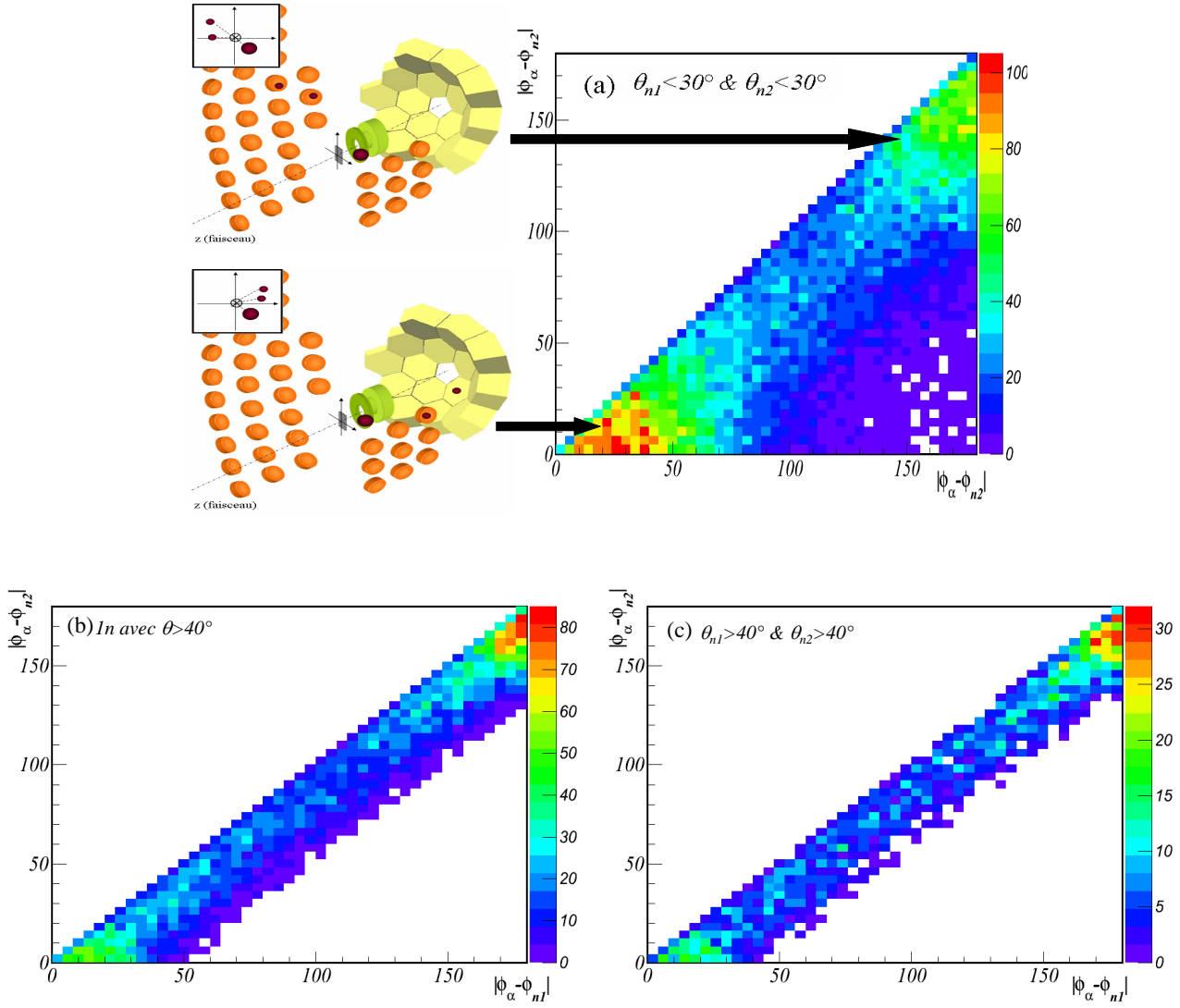


FIGURE 8.13 – Distribution en angle  $\phi$  entre l' $\alpha$  et les deux neutrons détectés pour un angle relatif inférieur à  $30^\circ$  lorsque : (a) les deux neutrons sont détectés à moins de  $30^\circ$ , (b) un des deux neutrons est détecté à plus de  $40^\circ$ , (c) les deux neutrons sont détectés à plus de  $40^\circ$ .

## Sélection du mécanisme de réaction

Comme le détecteur Silicium à pistes de l'expérience permet de mesurer la position de l' $\alpha$  dans le détecteur, nous pouvons reconstruire son angle de déviation et ainsi obtenir l'information sur le paramètre d'impact de la réaction.

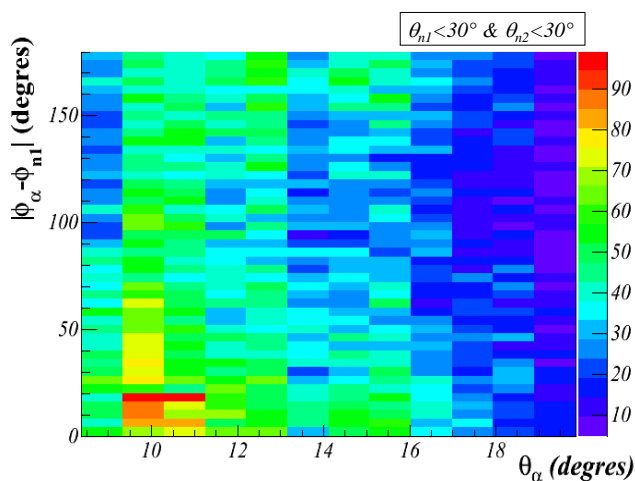


FIGURE 8.14 – Distribution de l'angle azimutal entre un neutron et l' $\alpha$  en fonction de l'angle  $\theta$  de détection de l' $\alpha$  pour les événements où l'angle relatif entre les deux neutrons est inférieur à  $30^\circ$  et où les deux neutrons sont détectés à moins de  $30^\circ$ .

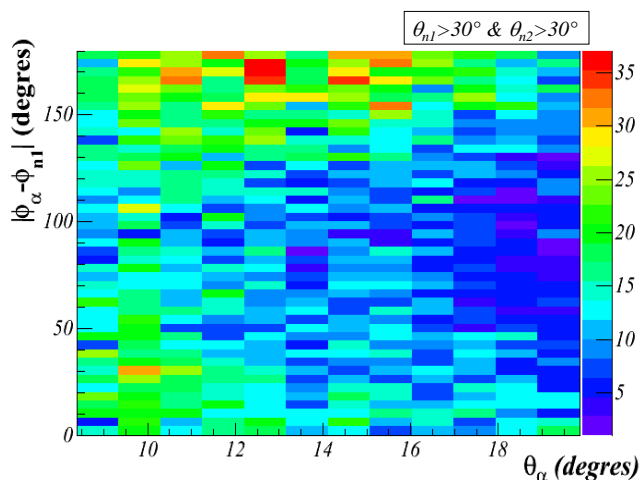


FIGURE 8.15 – Distribution de l'angle azimutal entre un neutron et l' $\alpha$  en fonction de l'angle  $\theta$  de détection de l' $\alpha$  pour les événements où l'angle relatif entre les deux neutrons est supérieur à  $30^\circ$  et où les deux neutrons sont détectés à moins de  $30^\circ$ .

Lorsque deux neutrons sont détectés avec un angle relatif inférieur à  $30^\circ$ , l'angle azimutal entre l' $\alpha$  et le neutron de plus petit angle  $\theta$  est représenté en fonction de l'angle  $\theta$  de l' $\alpha$  lorsque deux neutrons sont détectés à moins de  $30^\circ$  (*cf.* figure 8.14) et à plus de  $30^\circ$  (*cf.* figure 8.15). Pour la diffusion coulombienne ( $\theta_{n1} < 30^\circ \ \& \ \theta_{n2} < 30^\circ$ ), on retrouve bien que l' $\alpha$  n'est pas dévié à plus de  $15\text{--}16^\circ$ . En revanche, pour les paramètres d'impact plus petits tous les angles sont accessibles, que l' $\alpha$  soit émis du même côté que le neutron ou pas. En sélectionnant les angles supérieurs à  $16^\circ$ , seule la contribution nucléaire est présente mais la statistique est bien moindre.

Les distributions en angle relatif obtenues pour un  $\alpha$  détectés à plus de  $16^\circ$  ou à moins de  $16^\circ$  sont tracées sur la figure 8.16. L'allure de ces distributions est assez similaire avec

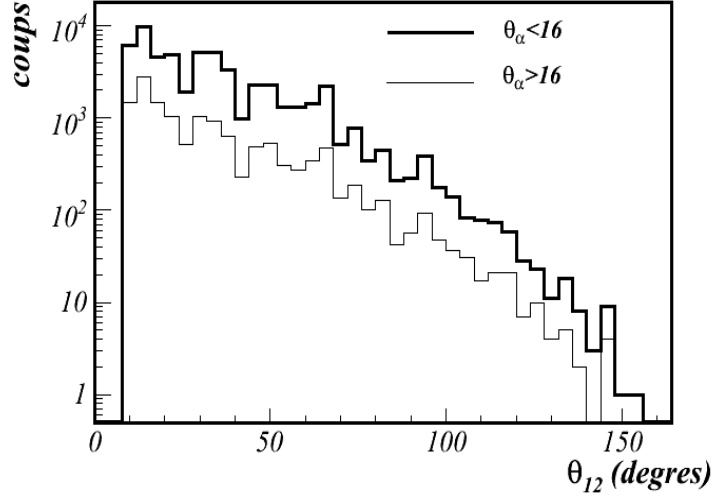


FIGURE 8.16 – Angle relatif entre les deux neutrons en fonction de l'angle d'incidence de l' $\alpha$  (supérieurs ou inférieurs à  $16^\circ$ ).

une forte contribution à petit angle et une composante plus large et moins marquée à grand angle.

Cependant la coupure sur l'angle de détection de l' $\alpha$  diminue nettement la statistique et nous fait manquer une bonne partie des événements. Par la suite, nous sélectionnerons la cassure nucléaire ou la cassure coulombienne uniquement à partir des angles d'émission des neutrons. Au delà de  $30^\circ$ , la cassure nucléaire domine et en deçà, il s'agit de la cassure coulombienne.

## 8.3 Extraction des corrélations entre les neutrons

### 8.3.1 Fonction de corrélation

Les distributions en angle relatif sont le reflet des corrélations mises en jeu entre les neutrons. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 4, la distribution contient aussi des corrélations liées aux contraintes cinématiques de la réaction mise en jeu. Par exemple, pour une cassure coulombienne, les deux neutrons sont forcément émis très à l'avant et cela favorise les faibles angles relatifs. D'autre part, le dispositif expérimental utilisé, même s'il couvre une grande partie des angles relatifs possibles, introduit un biais expérimental.

Les corrélations observées expérimentalement et liées à la corrélation initiale des neutrons au sein de l' $^6\text{He}$  ne peuvent donc être dégagées que si ces effets sont pris en compte.

Pour extraire les corrélations, la distribution en angle relatif expérimentale doit être comparée à la distribution que l'on aurait obtenue s'il n'y avait pas de corrélation initiale entre les neutrons (émission indépendante, équivalente au calcul TDHF présenté au chapitre 4). Celle-ci est obtenue à partir des événements expérimentaux en choisissant aléatoirement un premier neutron dans un événement puis un deuxième neutron dans un autre événement et en calculant leur angle relatif. La distribution issue de ce mélange pour des neutrons de plus de 5 MeV (*cf.* figure 8.17 trait plein) est centrée autour de 30-40° et présente une allure très différente de la distribution expérimentale de la figure (trait fin). Comme on a utilisé les événements expérimentaux, la distribution issue du mélange contient les mêmes effets expérimentaux que la distribution expérimentale comme l'acceptance ou l'efficacité des détecteurs du dispositif expérimental.

A partir de la distribution expérimentale,  $D(\theta_1, \theta_2)$  et de la distribution obtenue par mélange des événements,  $D(\theta_1)D(\theta_2)$ , la fonction de corrélation peut être extraite par [Mar00] :

$$C_{12}(\theta_{12}) = \frac{D(\theta_1, \theta_2)}{D(\theta_1)D(\theta_2)} \quad (8.1)$$

Par définition, lorsqu'il n'y a aucune corrélation particulière, cette fonction vaut 1 et toute déviation à cette valeur signe la présence de corrélation. L'avantage de cette méthode est que les deux distributions (expérimentales et mélangées) présentent les mêmes effets expérimentaux tels que l'acceptance et ceux-ci sont donc "lavés" par la fonction de corrélation. Ainsi cette fonction de corrélation est directement comparable à la théorie, à une normalisation près. Par exemple, La corrélation définie dans le chapitre 4 vaut 0 lorsqu'il n'y a pas de corrélation, elle correspond à la fonction de corrélation définie ici -1, à une normalisation près.

Lorsque la corrélation est très importante dans les événements expérimentaux, il est souvent nécessaire de réaliser plusieurs itérations de cette méthode [Mar00]. En effet, lors du tirage aléatoire des deux neutrons dans des événements différents, si la corrélation est forte entre les neutrons, il est très probable d'obtenir un événement similaire à l'événement corrélé de départ. Pour éviter cela, dès la deuxième itération, chaque neutron se voit attribuer un poids correspondant à l'inverse de sa corrélation moyenne avec tous les neutrons des autres événements donnée par :

$$\tilde{C}(\theta_i) = \frac{1}{N-1} \sum_j C(\theta_i, \theta_j) \quad (8.2)$$

où N représente le nombre total de neutrons. Comme calculer la corrélation moyenne des deux neutrons des 60 000 événements de la distribution en angle relatif est long



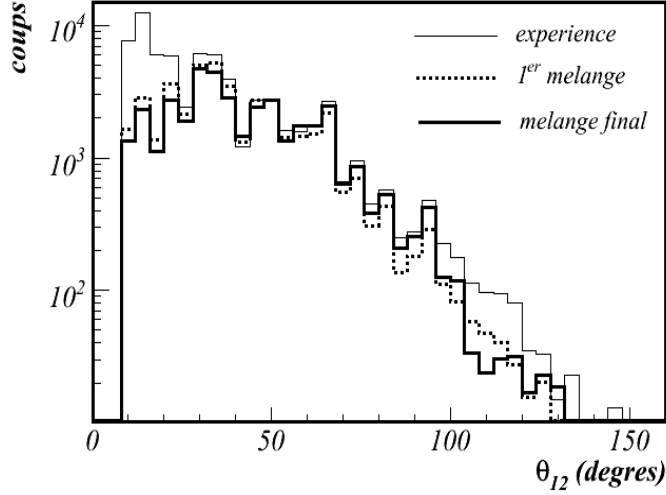


FIGURE 8.17 – Distribution en angle relatif pour des neutrons d’énergie supérieure à 5 MeV comparée à celles issue du mélange pour la première (traits tiretés) et la dernière (5<sup>eme</sup>) itération (traits plein).

numériquement, nous avons seulement considéré un échantillon de 10 000 évènements pour réaliser le mélange, en testant bien la reproductibilité du mélange lorsque l’on change les évènements participant à cet échantillon. La convergence est réalisée lorsque l’écart entre les distributions obtenues à l’itération  $n-1$  et  $n$  est quasiment nul. En pratique, la convergence est atteinte au bout de 4 ou 5 itérations dans notre cas.

Pour les neutrons de plus de 5 MeV, le résultat de la première itération est comparé sur la figure 8.17 au résultat de la cinquième et dernière itération ainsi qu’à la distribution expérimentale. La première itération du mélange donne déjà un résultat très proche du mélange final, mais les itérations supplémentaires permettent d’éliminer les corrélations résiduelles qui persistent pour les régions angulaires où la corrélation est la plus forte (à petit angle relatif essentiellement).

### 8.3.2 Test de la méthode

Un premier test de la méthode a été réalisé sur les évènements en coïncidence triple  $\alpha + n + n$  dont les deux neutrons ont une énergie inférieure à 5 MeV. En dessous de cette énergie, la distribution angulaire des neutrons est isotrope (*cf.* figure 8.18). L’émission des deux neutrons provenant de décroissance de la cible est très probablement indépendante. La distribution en angle relatif des deux neutrons devrait donc s’identifier à la distribution

associée au mélange d'évènements.

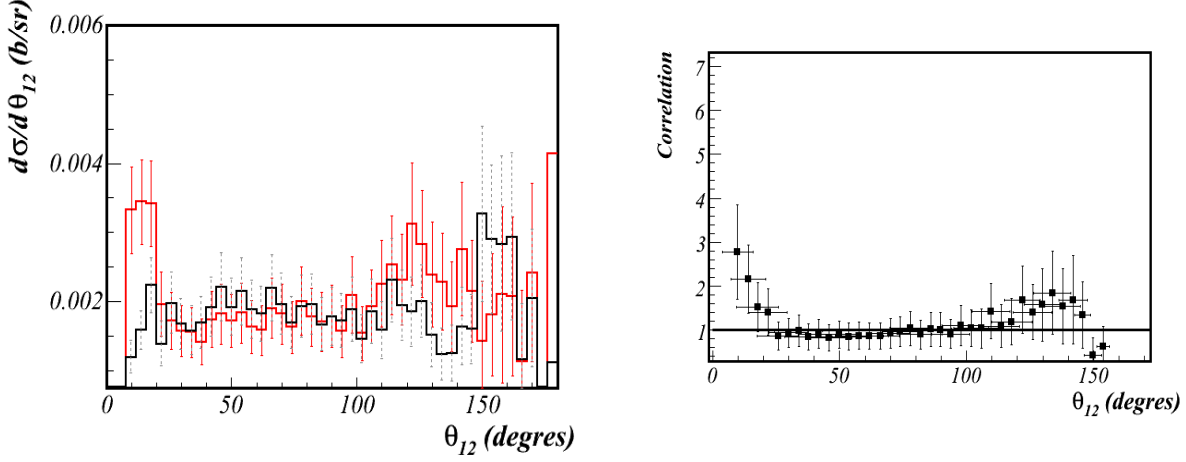


FIGURE 8.18 – Distribution en angle relatif pour des évènements  $\alpha + n + n$  avec des neutrons d'énergie inférieure à 5 MeV.

Sur la figure 8.18, la distribution en angle relatif entre les deux neutrons est représentée ainsi que la distribution “non corrélée”. Les deux distributions coïncident sauf à très petit angle où il reste une contribution importante non reproduite par la distribution non corrélée. La fonction de corrélation obtenue dans ce cas est présentée à droite sur la figure 8.18. Elle est compatible avec 1 partout sauf à très petit angle relatif. Il s'agit d'évènements où la corrélation des neutrons intervient dans l'émission. Ils peuvent être liés en partie au crosstalk mais provenir aussi d'évènements de Towing Mode encore présents à ces énergies et qui contribuent fortement aux petits angles relatifs. La méthode de mélange semble efficace pour donner l'allure de la distribution en angle relatif pour une émission indépendante.

Un deuxième test peut être réalisé grâce au code de simulation GEANT4. A partir d'une distribution isotrope de neutrons d'énergie inférieure à 5 MeV, l'angle relatif entre 2 neutrons émis de façon isotrope et indépendante peut être évalué. La distribution en nombre de coups ainsi obtenue (*cf.* figure 8.19) est très proche de la distribution expérimentale pour les neutrons de moins de 5 MeV sauf à petit angle relatif et reproduit très bien la distribution obtenue par mélange de ces évènements expérimentaux. Les différentes structures qui apparaissent dans l'histogramme ne sont donc pas issues de fluctuations mais de la discrétisation des angles relatifs liée à notre dispositif expérimental. La simulation permet de confirmer que la méthode de mélange d'évènements donne une distribution non corrélée.

Nous allons maintenant appliquer cette méthode aux données expérimentales pour faire ressortir les corrélations dans la distribution en angle relatif entre les deux neutrons.

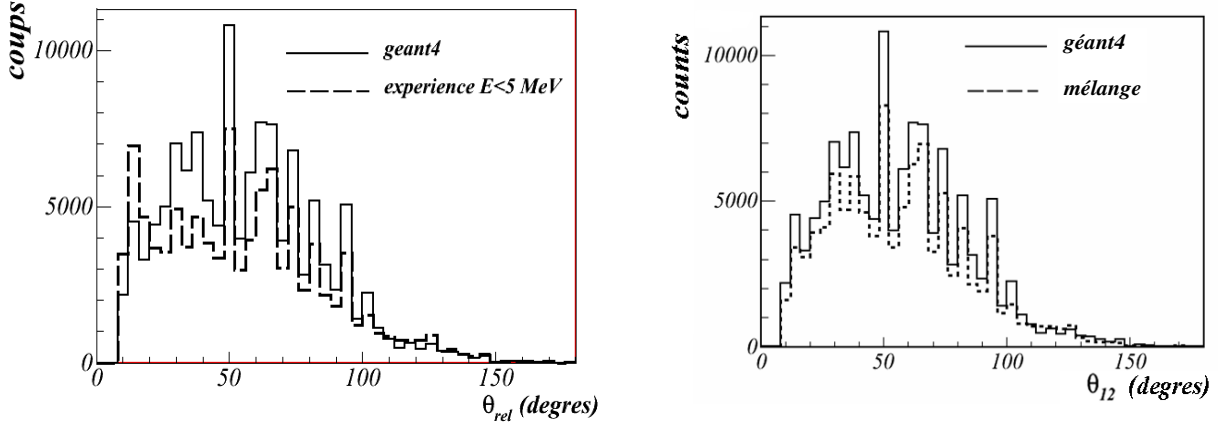


FIGURE 8.19 – Distribution en angle relatif obtenue pour une distribution isotrope à l’aide de la simulation GEANT4 (trait plein) comparée la distribution en angle relatif obtenue expérimentalement (à gauche) pour les neutrons de moins de 5 MeV, et par mélange des évènements expérimentaux (à droite) ( $E < 5\text{MeV}$ ).

### 8.3.3 Application aux distributions en angle relatif totales et normalisation

Pour les figures présentées précédemment pour les neutrons d’énergie inférieure à 5 MeV, la courbe de mélange a été normalisée au même nombre de coups que la distribution expérimentale. Dans ce cas où aucune corrélation particulière n’est attendue, la normalisation peut être prise par exemple à grand angle. En revanche, pour les données corrélées, des corrélations peuvent apparaître à la fois à petit et à grand angle relatif. Deux conventions de normalisation assez naturelles peuvent être choisies :

- soit on considère que la courbe de mélange représente une contribution à la distribution expérimentale, la corrélation s’écrit donc sous la forme :  $C_{12} = (P(\theta_{12}) - P(\theta_1)P(\theta_2))/P(\theta_1)P(\theta_2) + 1$ . On normalise alors la courbe issue du mélange au maximum de sorte à ce qu’elle ne dépasse pas la courbe expérimentale. Cette méthode est représentée sur la figure 8.20. Avec ce principe, la distribution issue du mélange vient se superposer sur la distribution expérimentale autour de  $50^\circ$ , au maximum de la distribution issue du mélange. Pour ces angles relatifs, il n’y a donc aucune corrélation. On voit apparaître, sur la fonction de corrélation, deux déviations importantes par rapport à la valeur 1, une à petit angle relatif et une à grand angle relatif qui signent la présence de corrélations.
- soit on veut comparer pour un nombre d’évènements donné, les distributions obtenues

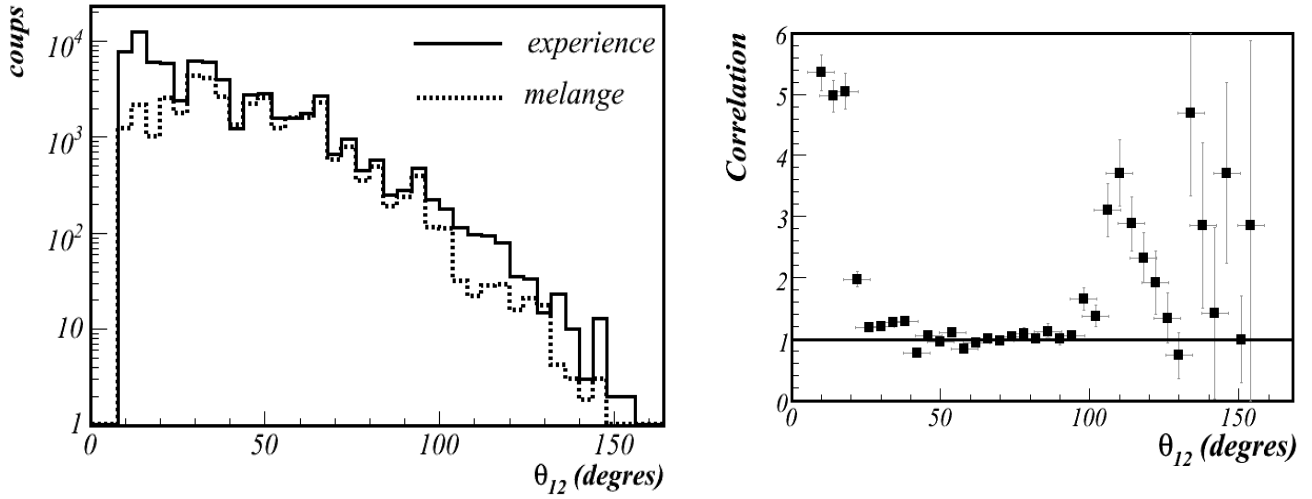


FIGURE 8.20 – Distribution en angle relatif expérimentale comparée à la distribution issue du mélange et fonction de corrélation associée pour la première méthode de normalisation.

nues avec ou sans corrélation. On normalise donc la distribution expérimentale et la distribution de mélange au même nombre de coups. Cette méthode est illustrée sur la figure 8.21. On observe toujours les deux composantes de la corrélation, mais cette

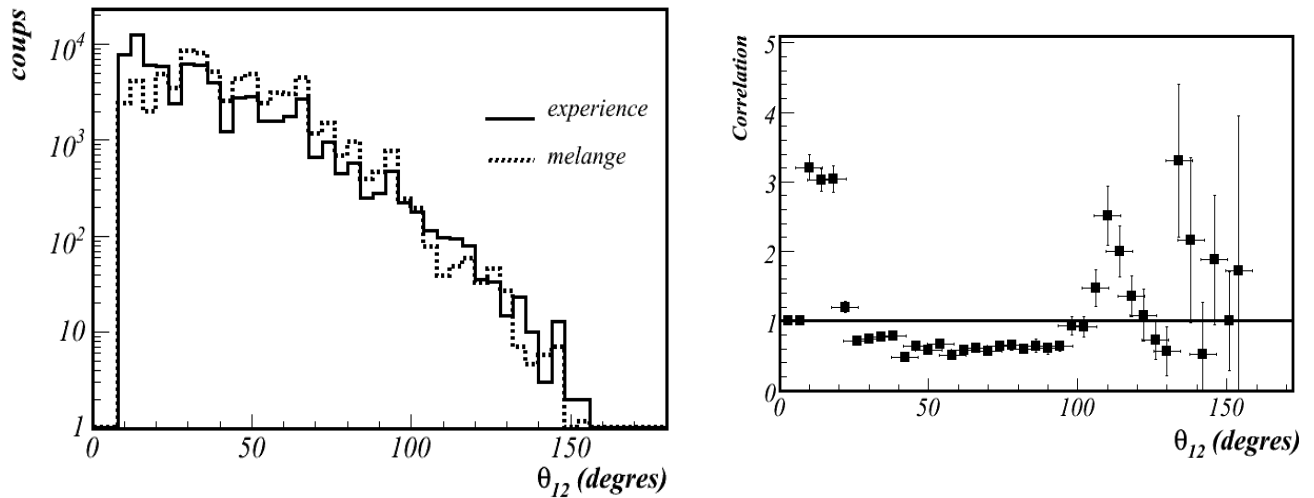


FIGURE 8.21 – Distribution en angle relatif expérimentale comparée à la distribution issue du mélange et fonction de corrélation associée pour une normalisation au même nombre de coups des deux courbes.

fois-ci avec moins d'intensité. En normalisant de la sorte, on suppose implicitement que la corrélation n'a pas d'influence sur la section efficace. Or, on a vu que les calculs TDHF (non corrélé) et TDDM (corrélé) ne donnaient pas la même fraction de fonction d'onde émise.

Le choix de la normalisation reste arbitraire, il déplace simplement la référence où il n'y a pas de corrélation. La composante à petit angle relatif reste présente, quelle que soit la normalisation et très intense. La composante à plus grand angle relatif peut être atténuée, voire disparaître, pour une normalisation donnée. Mais dans ce dernier cas, une corrélation inférieure à 1 (ou anti-corrélation) apparaît pour les angles de l'ordre de  $60^\circ$ . Pour la suite de ce chapitre, nous avons choisi comme convention la première méthode de normalisation.

Nous allons maintenant discuter de la provenance des deux composantes observées. En particulier, ici nous avons envisagé la distribution en angle relatif totale sans faire aucune sélection sur le mécanisme de réaction dont les neutrons sont issus. Nous allons donc nous attacher à identifier la mécanisme de réaction à partir des corrélations entre l' $\alpha$  et les neutrons.

## 8.4 Corrélation à petit angle relatif

Pour la distribution en angle relatif totale, nous avons observé deux contributions : une à petit angle relatif et une à grand angle relatif. Nous allons dans ce paragraphe nous concentrer sur la première, à petit angle relatif.

### 8.4.1 Contribution du crosstalk

Dans un premier temps, il est nécessaire de vérifier que la composante aux petits angles relatifs ne provient pas d'une contribution résiduelle du crosstalk (*cf.* paragraphe 7.2.5). A titre indicatif, l'angle relatif entre deux détecteurs EDEN proches est de  $9^\circ$  alors que l'angle relatif entre deux détecteurs du Neutron Wall proche varie entre  $13^\circ$  et  $18^\circ$  en fonction de la géométrie des détecteurs concernés. Les deux neutrons contribuant au pic à petit angle sont donc détectés dans des détecteurs très proches, pouvant être concernés par le crosstalk.

Deux approches sont envisagées pour vérifier la présence ou non de crosstalk :

1. vérifier que le nombre d'événements restants aux petits angles relatifs après application de l'algorithme de rejet est significatif.
2. utiliser le détecteur EDEN, où le crosstalk est très peu présent avant même l'utilisation de l'algorithme de rejet, en sélectionnant les neutrons émis à très grand angle.

### Première méthode

Les distributions en angle relatif avant et après correction du crosstalk sont représentées sur la figure 8.22. D'après l'étude du paragraphe 7.2.5, l'algorithme laisse de 4% à 8% d'évènements de crosstalk. Cet algorithme est très drastique car il rejette tous les évènements qui pourraient être du crosstalk et diminue fortement la statistique à petit angle relatif. Le

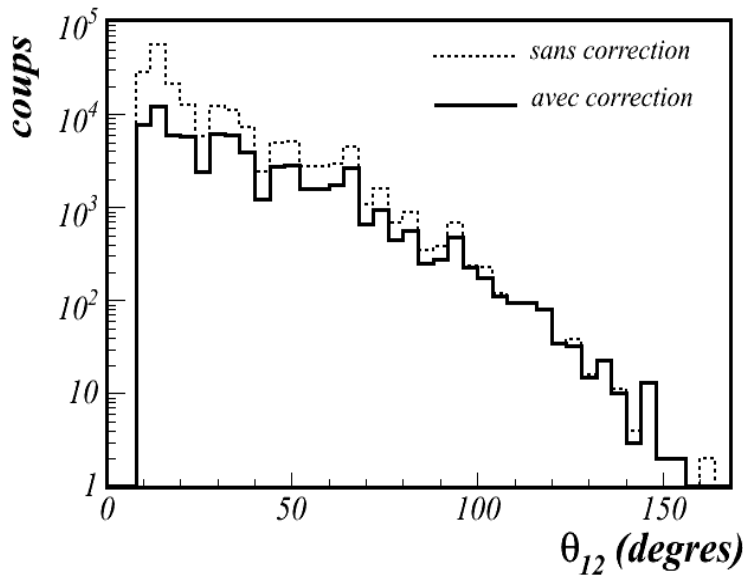


FIGURE 8.22 – Distribution en angle relatif pour des évènements  $\alpha + n + n$  avec des neutrons d'énergie supérieure à 5 MeV avec et sans correction du crosstalk sur les données.

pic observé entre 8 et 22° observé pour la distribution corrigée, sur la figure 8.22, correspond à 30% des évènements initiaux. Il est donc représentatif d'un véritable phénomène physique.

### Deuxième méthode

Pour sélectionner les cas où deux neutrons ayant un petit angle relatifs sont tous les deux détectés dans EDEN, il suffit de sélectionner au moins un neutrons émis à plus de 50°. En effet, dans ce cas, seuls 5 détecteurs du Neutron Wall sont pris en compte et leur angle relatif entre eux est supérieur à 70°. Les petits angles relatifs peuvent seulement provenir d'EDEN. Les distributions en angle relatif (expérimentale et issue du mélange) obtenues dans ces conditions sont représentées sur la figure 8.23, ainsi que la fonction de corrélation associée. On voit que la contribution à très petit angle relatif reste forte, montrant que cette composante provient bien de l'émission par la cassure nucléaire de deux neutrons proches l'un de l'autre.

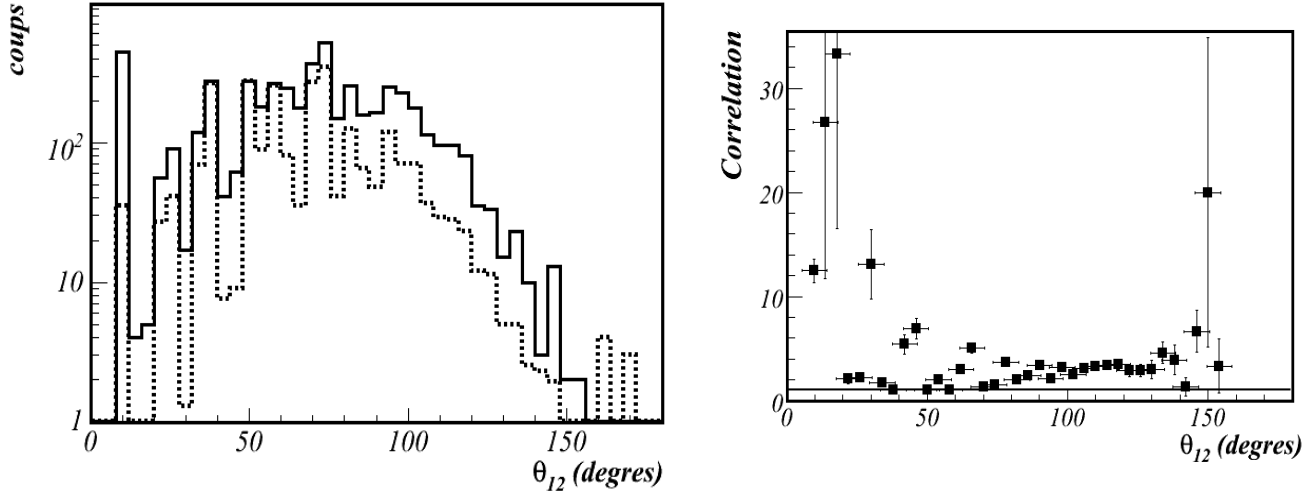


FIGURE 8.23 – Distribution en angle relatif des neutrons et fonction de corrélation lorsqu’au moins un des neutrons est détecté à plus de  $50^\circ$ .

#### 8.4.2 Contribution de la cassure nucléaire et de la cassure coulombienne

Dans la distribution en angle relatif totale, les événements à petit angle relatif peuvent correspondre à des neutrons issus de la cassure coulombienne. En effet, la cassure coulombienne conduit à l’émission des deux neutrons très à l’avant, donc avec un faible angle relatif.

##### Cassure nucléaire

Afin de montrer que la contribution à petit angle relatif provient de la cassure nucléaire, la distribution en angle relatif a été extraite pour deux neutrons détectés à plus de  $30^\circ$  et à plus de  $40^\circ$  ainsi que les fonctions de corrélation associées (*cf.* figure 8.24). Dans les deux cas, une forte corrélation est observée à petit angle relatif, alors qu’au-delà la fonction de corrélation est compatible avec 1. La persistance de cette contribution sur tous les angles montre bien qu’elle ne provient pas de la cassure coulombienne.

##### Cassure coulombienne

Pour étudier la cassure coulombienne, on sélectionne les événements où les deux neutrons ont été émis avec un angle inférieur à  $30^\circ$  et on obtient les distributions en angle relatif et la fonction de corrélation présentées sur la figure 8.25. Cette figure est comparable avec les études précédentes en cassure coulombienne [Nor04, Mar00]. Notre dispositif expérimental n’étant pas dédié à l’étude de la cassure coulombienne, on a une mauvaise

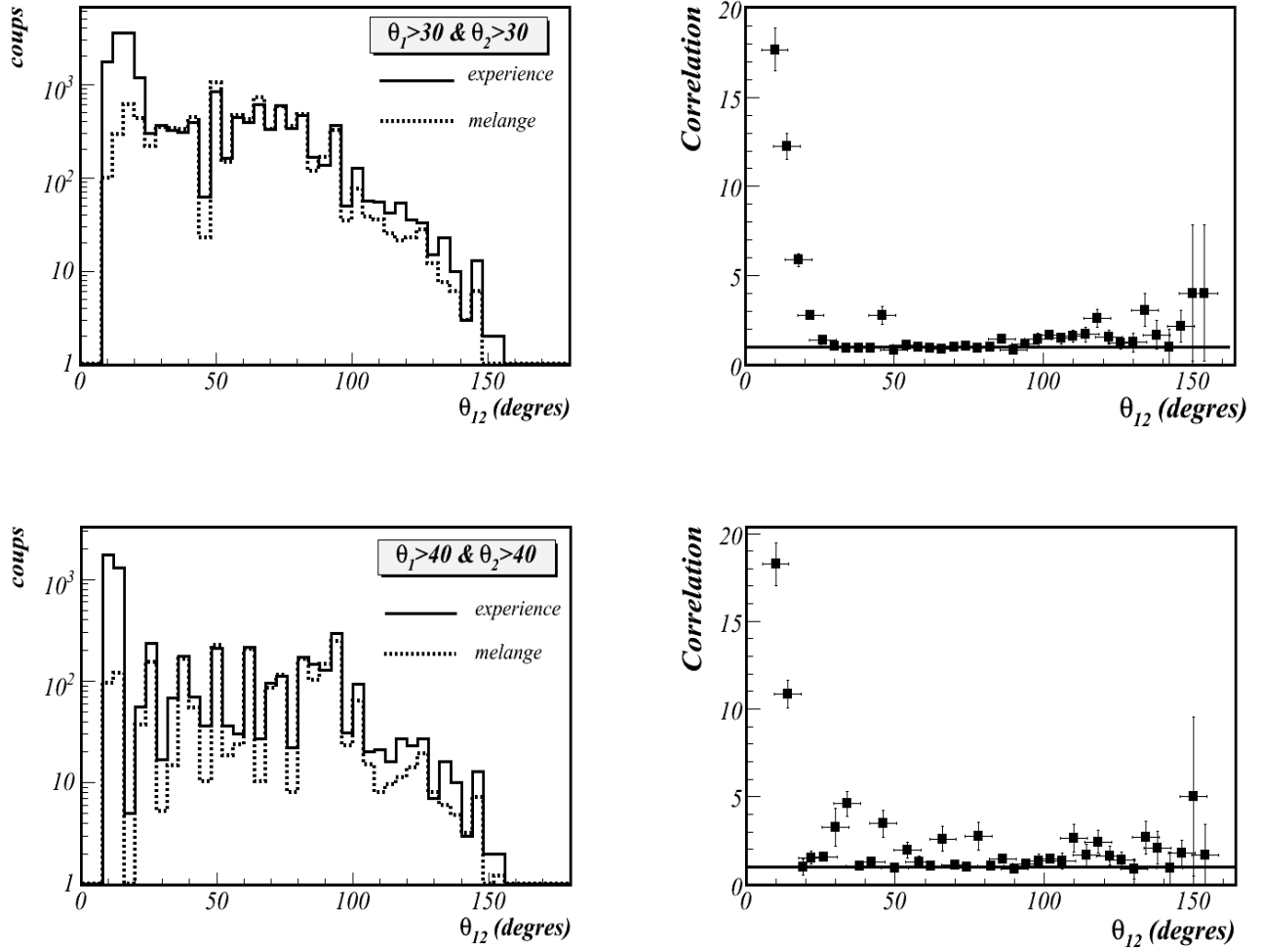


FIGURE 8.24 – Distribution en angle relatif des neutrons et fonction de corrélation lorsque les deux neutrons sont détectés à plus de  $30^\circ$  et plus de  $40^\circ$ .

granularité aux angles avant. D'autre part, le mélange d'événements est moins efficace lorsque l'éventail des angles possibles est limité, il faudrait normalement réaliser plusieurs itérations [Mar00]. Mais, avec une seule itération, la fonction de corrélation est très piquée vers  $10^\circ$  avec une intensité plus faible que celle observée pour la partie nucléaire.

### 8.4.3 Résumé

La corrélation à petit angle relatif est significative par rapport à la contribution résiduelle du crosstalk et reste présente quel que soit l'angle d'émission des neutrons. Elle correspond donc à une contribution de neutrons émis à grand angle par la cassure nucléaire avec un petit angle relatif. D'après la correspondance établie au chapitre 4 à l'aide du calcul dynamique TDDM<sup>P</sup>, elle peut être associée à la configuration di-neutron



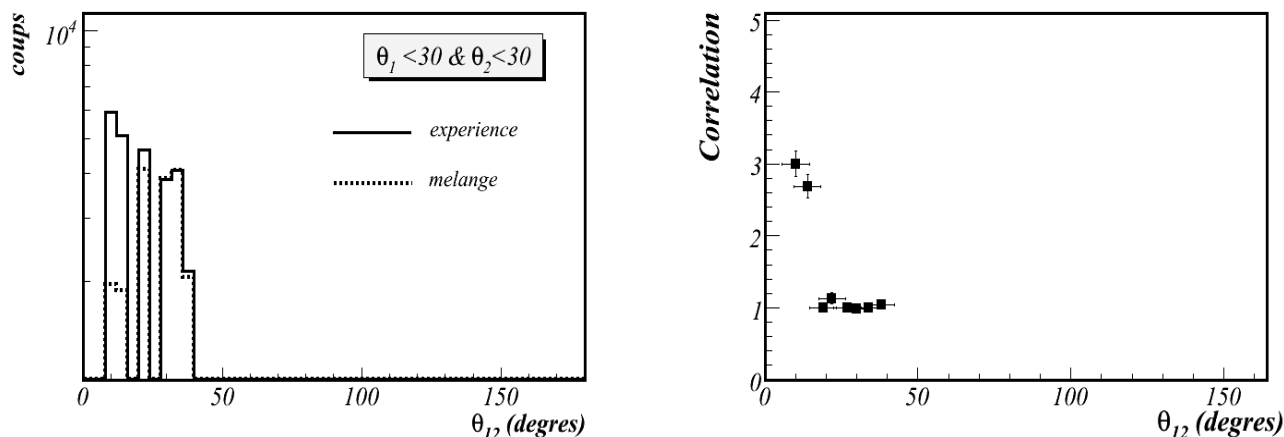


FIGURE 8.25 – Distribution en angle relatif des neutrons lorsque les deux neutrons sont détectés à moins de  $30^\circ$ .

de l' $^6\text{He}$ .

## 8.5 Corrélation à grand angle relatif

La corrélation à grand angle relatif nécessite elle aussi de sélectionner le mécanisme de réaction de utilisé et de vérifier qu'elle ne provient pas d'autres contributions.

### 8.5.1 Contribution des neutrons de la cible

La contribution observée à grand angle relatif pourrait être amplifiée par la contribution des événements où un neutron est émis par cassure nucléaire et le deuxième provient de l'émission isotrope de la cible. Le premier argument qui permet de dire que les deux neutrons sont bien issus du mécanisme de la cassure nucléaire est la corrélation des deux neutrons par rapport à l' $\alpha$  étudiée au paragraphe 8.2.2. Lorsque l'on sélectionne les grands angles relatifs, on voit apparaître des corrélations bien marquées (*cf.* figure 8.12) correspondant à celles attendues dans le cadre du Towing Mode. S'il s'agissait d'un neutron issu de la cible et d'un neutron issu de la cassure nucléaire, aucune corrélation particulière n'apparaîtrait.

D'autre part, on peut sélectionner, non plus les neutrons d'énergie supérieure à 5 MeV, mais ceux d'énergie supérieure à 15 MeV. Pour ces énergies, la contribution de la cible est minime. Les distributions ainsi obtenues sont présentées sur la figure 8.26. La corrélation à grand angle relatif reste toujours très présente (ainsi que celle à petit angle relatif).

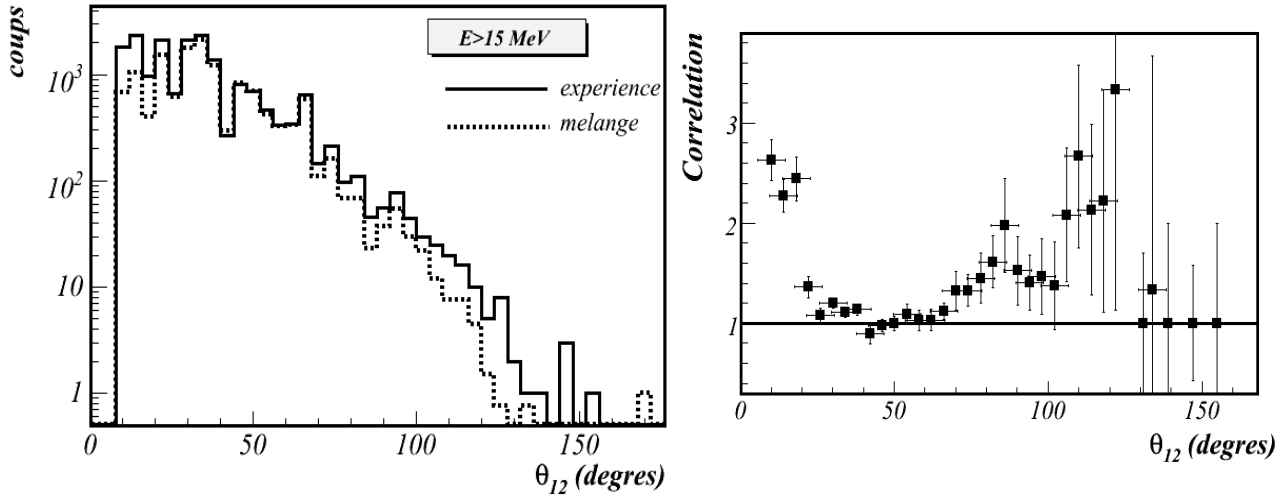


FIGURE 8.26 – Distribution en angle relatif des neutrons et fonction de corrélation pour des neutrons de plus de 15 MeV.

### 8.5.2 Sélection de la cassure nucléaire

Pour sélectionner la cassure nucléaire dans nos données et conserver la composante à grand angle relatif, on impose une condition sur l'angle de détection des neutrons : au moins un des neutrons de la paire doit avoir été émis à grand angle. Ainsi les cas où un neutron a été émis à grand angle par cassure nucléaire et le deuxième a été émis à petit angle relatif dans la direction de l' $^5\text{He}$  sont pris en compte (ainsi que le cas où les deux neutrons sont émis avec un petit angle relatif). Les distributions en angle relatif et les fonctions de corrélation associées aux cas où au moins un neutron est détecté à un angle supérieur à 30, 40 et 50° sont présentées sur les figures 8.27, 8.28, 8.23. Les fonctions de corrélation associées montrent qu'une corrélation importante apparaît en deçà de 20° et au-delà de 70-80°.

### 8.5.3 Résumé

La corrélation à grand angle relatif reste présente quels que soit l'angle d'émission du neutron de plus grand angle et aussi quelle que soit la coupure en énergie réalisée pour éliminer la contribution isotrope de la cible. Cette composante peut être associée à la contribution de la configuration cigare de l' $^6\text{He}$  d'après les calculs du chapitre 4. Cependant, dans le calcul TDDM<sup>P</sup> schématique, la composante est trouvée à plus petit angle relatif (autour de 70° sur la figure 4.15). D'autre part, la comparaison à un calcul précis de l' $^6\text{He}$  reste nécessaire pour établir la présence de cette composante, puisque la

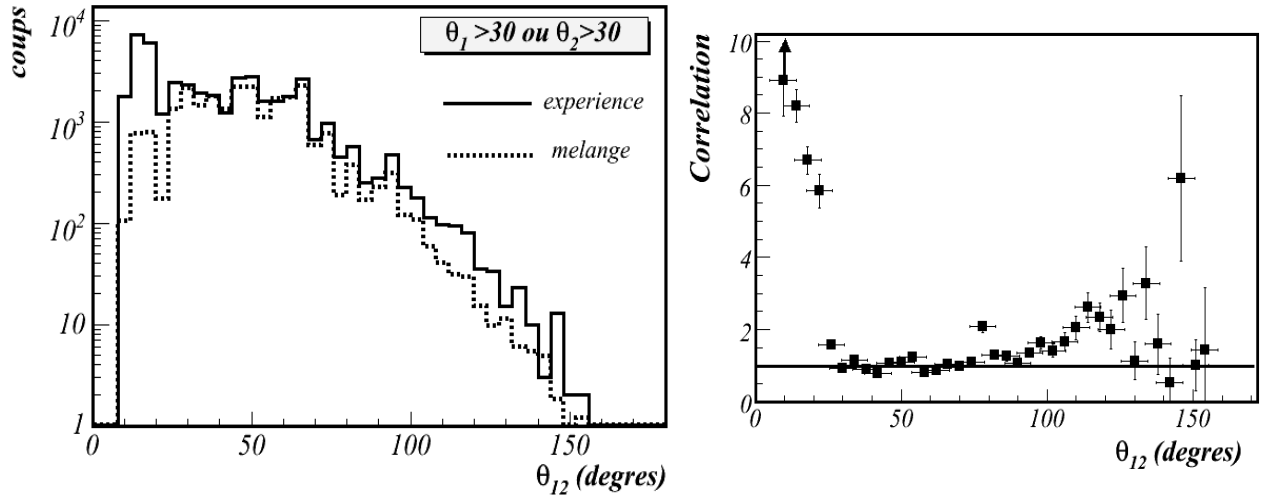


FIGURE 8.27 – Distribution en angle relatif des neutrons et fonction de corrélation lorsqu’au moins un des neutrons est détecté à plus de  $30^\circ$ .

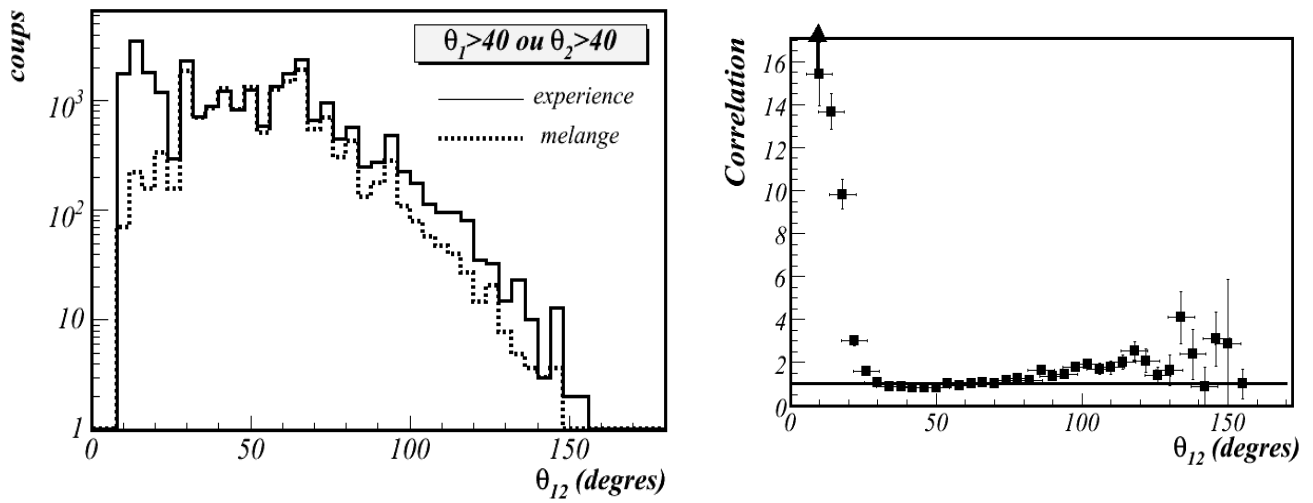


FIGURE 8.28 – Distribution en angle relatif des neutrons et fonction de corrélation lorsqu’au moins un des neutrons est détecté à plus de  $40^\circ$ .

normalisation de la distribution de mélange peut réduire son intensité.

## 8.6 Conclusions et perspectives

L'étude de la cassure nucléaire de  ${}^6\text{He}$  sur cible de  ${}^{208}\text{Pb}$  à 20 A.MeV a permis, après identification du mécanisme de réaction à l'origine de l'émission des neutrons, de mettre en évidence deux contributions présentes dans les distributions en angle relatif entre les deux neutrons : l'une à petit angle relatif, l'autre à grand angle relatif. La composante à petit angle relatif est très marquée et persiste quelle que soit les conditions imposées. En revanche, la composante à grand angle relatif même si elle provient bien de la cassure nucléaire et plus ou moins intense en fonction des conditions imposées.

L'étude théorique du chapitre 4, nous avait permis de montrer qu'une configuration spatiale proche pour les deux neutrons (type di-neutron) conduisait à l'émission de neutrons avec un petit angle relatif et qu'une configuration éloignée (type cigare) se manifestait par de grands angles relatifs. L'état fondamental de  ${}^6\text{He}$  présenterait donc un mélange des configurations di-neutron et cigare.

Cependant, le modèle théorique développé dans cette thèse permet seulement d'obtenir des informations qualitatives sur la cassure de  ${}^6\text{He}$ . Une extension est envisagée en imposant un potentiel fixe pour  ${}^6\text{He}$  qui permette de reproduire ses propriétés. Pour une étude quantitative, et notamment l'extraction des pourcentages de contribution de chaque contribution, des calculs CDCC (Continuum Discretized Coupled Channels) à quatre corps récents sont en cours de développement [Rod08]. Cette méthode permet de prendre en compte l'état fondamental de  ${}^6\text{He}$  avec ses deux configurations, cigare et di-neutron, puis de calculer sa cassure sur une cible de  ${}^{208}\text{Pb}$  et d'en extraire les distributions en angle relatif qui pourront être comparées directement à l'expérience.



# Conclusions et Perspectives

Dans cette thèse, le mécanisme de cassure nucléaire appelé “Towing-Mode” a été utilisé dans le but de sonder les corrélations à deux corps dans les noyaux. Une théorie, nommé TDDM<sup>P</sup>, a été développé conjointement pour étudier de façon générale l’influence des corrélations internes du noyau sur la dynamique. Elle permet d’initialiser un noyau dans son état fondamental corrélé et de réaliser son évolution dynamique dans le cadre d’une collision avec un projectile représenté par un potentiel perturbateur. Ces calculs ont permis de confirmer la pertinence du Towing Mode comme outil pour sonder les corrélations dans les noyaux, puisque les fonctions de corrélation extraites après émission pour une interaction résiduelle attractive (équivalente à une configuration di-neutron) ou répulsive (équivalente à une configuration cigare) entre les deux nucléons corrélés sont très différentes.

Après cette étude liminaire, le cas du noyau d’<sup>6</sup>He pour lequel les corrélations entre ses deux neutrons du halo se traduisent par une configuration di-neutron ou cigare a été examiné expérimentalement. Une expérience de cassure de ce noyau sur une cible de <sup>208</sup>Pb a été réalisée au GANIL. Les particules  $\alpha$  résultantes de cette cassure ont été détectées à l’aide d’un ensemble  $\Delta E$ -E constitué d’un silicium annulaire et d’un Silicium-Lithium. La couverture angulaire pour la détection des neutrons nécessitant d’être grande, le Neutron Wall a été placé à petit angle et EDEN à grand angle.

Les distributions en angle relatif extraites des données expérimentales ont été comparées à la distribution que l’on aurait obtenue s’il n’y avait aucune corrélation initiale entre les deux neutrons dans l’<sup>6</sup>He. Elles montrent deux contributions des corrélations, plus ou moins intenses : une à petit angle relatif, l’autre à grand angle relatif, correspondant respectivement à la configuration di-neutron et à la configuration cigare de l’<sup>6</sup>He.

Une conclusion importante de cette thèse est que le “Towing-Mode” couplé à un calcul théorique adapté pour les noyaux corrélés, est un outil performant pour sonder les corrélations au sein des neutrons.

Cette étude pourrait, d’évidence, être étendue à l’ensemble des noyaux borroméens afin d’obtenir une systématique de ces noyaux. Mais l’étude des corrélations entre les protons pour les noyaux déficitaires en neutrons pourrait également être abordée ainsi que la structure en cluster des noyaux. Les corrélations entre le noyau résiduel et un neutron

émis peuvent aussi fournir des informations sur les corrélations dans les noyaux n'ayant pas la particularité d'être borroméens. Le "Towing-Mode" permet aussi d'avoir des informations précises sur les propriétés quantiques des particules émises qui peuvent être complémentaires des études de transfert.

D'autre part, le calcul  $\text{TDDM}^P$  présenté dans cette thèse peut s'étendre à l'étude des réactions de transfert ou de fusion, pour des énergies de faisceau relativement basses, comme celles que fournira SPIRAL II. En effet, à ces énergies, les corrélations à deux corps peuvent jouer un rôle primordial sur la réaction et il est important d'avoir un modèle dynamique pour les comprendre.

## Annexe A

# Force de portée finie

Dans les calculs TDDM<sup>P</sup> présentés dans ce manuscrit, seules des forces de portée nulle ont été envisagées pour des raisons de temps de calcul. Néanmoins, une force de portée nulle nécessite de tronquer l'espace des impulsions afin de ne pas coupler vers des états de trop haute énergie et de ne pas introduire de divergences [Lac01]. Cette coupure artificielle peut être évitée par l'utilisation de forces de portée finie. Afin de réduire les difficultés numériques, nous avons choisi d'ajuster une force de portée finie séparable dans l'espace des impulsions.

### A.1 Un critère d'ajustement : la section efficace d'interaction nucléon-nucléon (NN)

Dans TDDM<sup>P</sup>, les deux effets au-delà du champ moyen que nous incluons sont les collisions à deux corps et l'appariement. Nous avons donc besoin d'une interaction résiduelle qui reflète l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu et notamment les collisions entre nucléons.

Un critère d'ajustement pour une force peut être trouvé en se penchant sur l'équation de Boltzmann-Langevin [Sur95] qui permet de décrire l'évolution de la densité à un corps  $f(q, p, t)$  (transformée de Wigner de la densité  $\rho$ ) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \{h(f), f\} + K(f) + \delta K(f)$$

avec un terme de champ moyen,  $h(f)$ , un terme de collision  $K(f)$  et un dernier terme dit "stochastique". Le terme de collision s'écrit de manière explicite comme :

$$K(f) = g \int \frac{dp_1 dp_2 dp_3}{(2\pi\hbar)^3} W(12, 34) ((1 - f_1)(1 - f_2)f_3f_4 - (1 - f_3)(1 - f_4)f_1f_2)$$

avec

$$W(12, 34) = \frac{4}{m^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4)$$



Ce dernier terme est proportionnel à la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. Une façon d'ajuster une force pour les approches au-delà du champ moyen consiste à l'adapter pour reproduire les sections efficaces nucléon-nucléon dans le milieu.

## A.2 Comportement des forces effectives vis à vis de la section efficace NN

Lorsque l'on se place dans le cas du champ moyen des forces de type Skyrme c'est-à-dire de portée nulle sont utilisées. Ces forces ont été ajustées pour reproduire certaines propriétés des noyaux (*cf.* § 2.5.1) mais ne sont pas adaptées pour reproduire la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu (*cf.* figure A.1) [Ayi98].

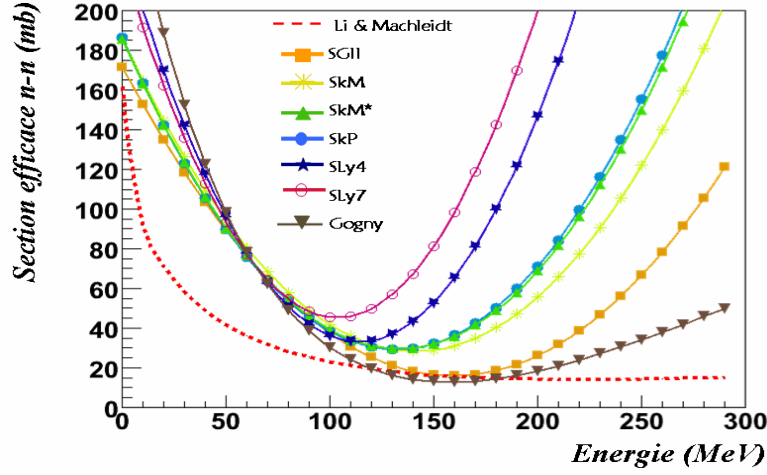


FIGURE A.1 – Section efficace totale pour différentes forces de Skyrme et pour la force de Gongy en comparaison avec la paramétrisation de Li & Machleidt [LiM93, LiM94].

Pour tous les développements qui vont suivre on se réfère à la paramétrisation de Li & Machleidt. Elle est basée la force nucléon-nucléon nue et reproduit le comportement de la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu [Yil00, Xia98] :

$$\sigma_{np}^{LM} = [31.5 + 0.092|20.2 - E_{lab}^{0.53}|^{2.9}] \frac{1 + 0.0034E_{lab}^{1.51}\rho^2}{1 + 21.55\rho^{1.34}}$$

$$\sigma_{pp}^{LM} = [23.5 + 0.00256|18.2 - E_{lab}^{0.5}|^{4.0}] \frac{1 + 0.166667E_{lab}^{1.05}\rho^3}{1 + 9.704\rho^{1.2}}$$

$$\sigma_{tot} = (2\sigma_{np} + 2\sigma_{pp})/4$$

où  $E_{lab} = (p_1 - p_2)^2/2m = 2q^2/m$ .

A basse énergie, la force de Skyrme reproduit à peu près la pente prévue par Li & Machleidt. Par contre à haute énergie, elle ne permet pas de reproduire la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu : la pente est inversée. Cet écart est lié aux effets à courte portée, qui ne sont pas pris en compte dans Skyrme. La force de Gogny, même si elle a un comportement assez similaire aux forces de Skyrme, reste plus cohérente avec la paramétrisation. La section efficace à haute énergie n'est pas aussi grande que celle de Skyrme car celle-ci est de portée finie.

Il est donc nécessaire d'ajuster une force de portée finie, séparable (car c'est numériquement plus simple) qui permette des approches au-delà du champ moyen, telles que TDDM<sup>P</sup>.

### A.3 Principe du fit

Une force séparable simple a déjà été utilisée pour modéliser l'interaction résiduelle d'appariement [Dug04] :

$$V = \lambda v(k)v(k')$$

Elle présente l'avantage d'être séparable dans l'espace des impulsions mais aussi dans l'espace des positions, si on introduit le bon facteur de forme. Cela simplifie beaucoup la numérique. Pour obtenir une force reproduisant la section efficace NN dans le milieu, on utilise plusieurs types d'ajustement, présentés dans le tableau A.1 :

(G)	Force séparable simple	$V = \lambda \exp(-\alpha^2 k^2) \exp(-\alpha^2 k'^2)$
(GC)	Gaussienne + Constante	$V = \lambda(e^{-\alpha k^2} + c)(e^{-\alpha k'^2} + c)$

TABLE A.1 – Différents types de force séparable à ajuster

Les résultats des ajustement pour  $\rho = \rho_0 = 0.18 \text{ fm}^{-3}$  (cf. figure A.2) pour ces différentes forces sont regroupés dans le tableau A.2.

Force	$\lambda \text{ MeV fm}^3$	$\alpha^2 \text{ fm}^2$	$c$
Force séparable simple	-655	0.279	
Somme de 2 gaussiennes	-137	1.54	1.33891

TABLE A.2 – Tableau des paramètres des ajustements G et GC

En rajoutant une constante, on arrive bien à reproduire la paramétrisation de Li & Machleidt.

Cependant, cette paramétrisation dépend aussi de la densité. Pour reproduire aussi cette dépendance, un terme proportionnel à  $\rho^\alpha$  a été introduit (cf. tableau A.3), à la

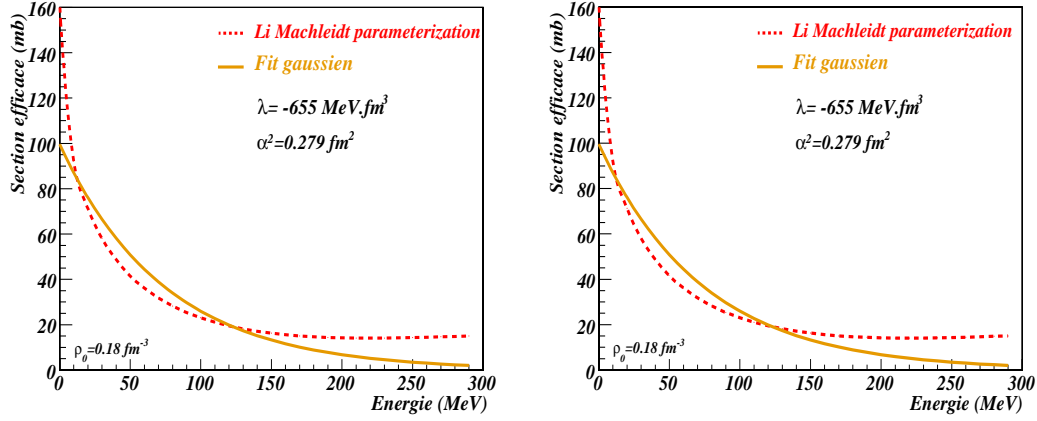


FIGURE A.2 – Fit de la section efficace totale à l’aide : (1) d’une gaussienne (G) (2)gaussienne + constante (GC).

manière de celui intervenant dans les forces de Skyrme. Cette dépendance pourrait être interprétée comme une interaction des nucléons avec le milieu.

DDG	Gaussienne + densité	$V = (e^{-\alpha^2 k^2} e^{-\alpha'^2 k'^2} (\lambda + \frac{t_3}{6} \rho^{\alpha'}))$
DDGC	Gaussienne + constante + densité	$V = (e^{-\alpha^2 k^2} + c)(\lambda + \frac{t_3}{6} \rho^{\alpha'})$

TABLE A.3 – Forme des forces utilisées pour l’ajustement avec une dépendance en densité.

Si on regarde en énergie, on obtient un ajustement comparable à l’ajustement avec une seule gaussienne (G), mais la dépendance en densité est très changée (*cf.* figure A.3)

Pour améliorer ces ajustements, on peut introduire à nouveau une constante. Avec un ajustement à 2 dimensions sur l’énergie et la densité (*cf.* tableau A.4), on reproduit assez bien la paramétrisation de Li & Machleidt (*cf.* figure A.4).

Force	$\lambda$	$\alpha^2$	$t_3$	$c$	$\alpha'$
DDG	-2416	0.43	13107.		0.17
DDGC	-567	1.57	3062	1.131	0.17

TABLE A.4 – Résultat des ajustements dépendant de la densité.

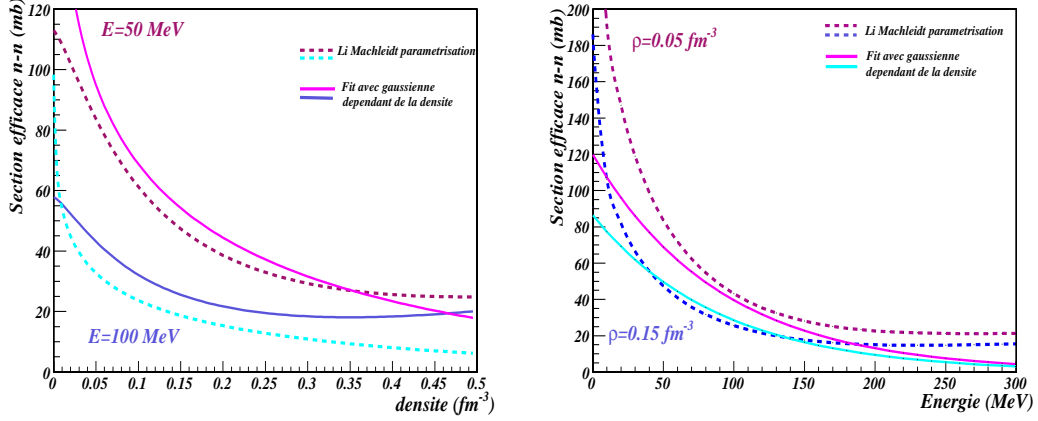


FIGURE A.3 – (1) Fit de la section efficace totale en introduisant une dépendance en densité (DDG) en fonction de la densité (2) Section efficace totale pour  $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$  et  $\rho = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ , en fonction de l'énergie.

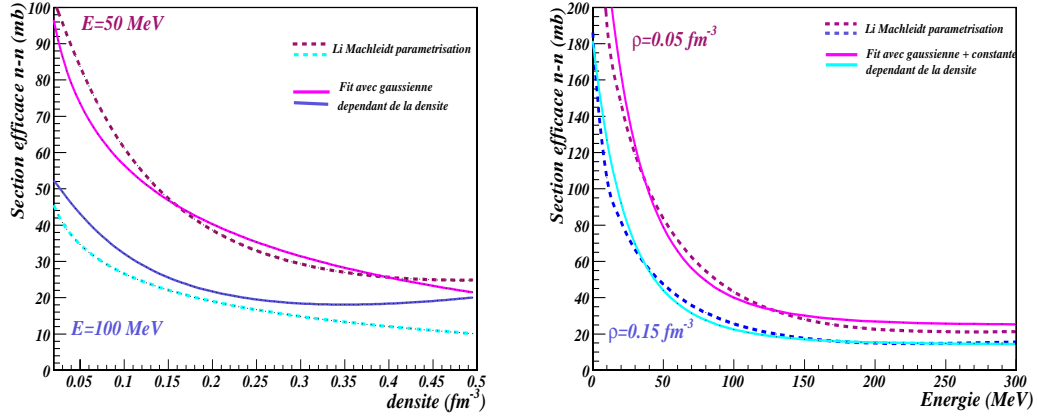


FIGURE A.4 – (1) Fit de la section efficace totale en introduisant une dépendance en densité (DDG) en fonction de la densité (2) Section efficace totale pour  $\rho = 0.05 \text{ fm}^{-3}$  et  $\rho = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ , en fonction de l'énergie.

## A.4 Pertinence des paramètres lorsque $k \rightarrow 0$

Ajuster une nouvelle force pour la partie résiduelle de l'interaction, tout en gardant la force de Skyrme pour la partie champ moyen de l'interaction pose certains problèmes de cohérence. En effet, dans le cas des corrélations d'appariement, l'interaction peut être découplée du champ moyen mais, dans le cas des corrélations 2p-2t, la même force devrait être utilisée pour le champ moyen et pour l'interaction résiduelle. C'est pourquoi, les

paramètres de la force séparable doivent être comparés à ceux de la force de Skyrme.

La force de Skyrme dans l'espace des impulsions, en prenant  $x_0 = 0$ , est donnée par :

$$v = t_0 + \frac{t_1}{2}[k^2 + k'^2] + t_2(k'.k) + \frac{t_3}{6}\rho^\alpha$$

Avec la force séparable simple donnée dans [Dug04] on a, lorsque  $k \rightarrow 0$  :

$$V(k, k') = \lambda(1 - \alpha^2(k^2 + k'^2) + \alpha^4 k^2.k'^2 + \dots)$$

Par comparaison avec la force de Skyrme on a :

$$t_0 \leftrightarrow \lambda \quad ; \quad \frac{t_1}{2} \leftrightarrow -\lambda.\alpha^2$$

Pour la force gaussienne dépendant de la densité, lorsque  $k \rightarrow 0$ , on a :

$$V(k, k') = \lambda - \lambda\alpha^2(k^2 + k'^2) + \frac{t_3}{6}\rho^\alpha$$

Par comparaison avec la force de Skyrme on a :

$$t_0 \leftrightarrow \lambda \quad ; \quad \frac{t_1}{2} \leftrightarrow \lambda\alpha \quad ; \quad t_3(Sky) = t_3$$

Force	$t_0(MeV.fm^3)$	$t_1 (MeV.fm^5)$	$t_3 (MeV.fm^{3+3\alpha})$	$\alpha$
Forces de Skyrme	-2931 à -1057	235 à 970	8000 à 18708	1/6 à 1
force séparable simple	-655	183		
Gaussienne + constante	-748	491		
somme de gaussiennes	-2416	1038	13107	0.17
Dépendance en densité	-2572	1896	13891	0.17

TABLE A.5 – Comparaison des paramètres des forces de Skyrme avec les forces ajustées ici.

Les valeurs trouvées pour les deux forces sans dépendance en densité sont assez éloignées des valeurs des paramètres de la force de Skyrme (*cf.* tableau A.5). Cela se comprend assez bien, en regardant l'ajustement à basse énergie de la section efficace nucléon-nucléon. La pente (donnée par  $t_1$ ) pour ces deux forces est plus faible que pour la force de Skyrme et leur ordonnées à l'origine (correspondant à  $t_0$ ) aussi (*cf.* figure A.5). Par contre, pour les forces séparables avec une dépendance en densité, les paramètres semblent mieux concorder et les différences observées sont liées à la pente en 0 de la section efficace n-n dans le milieu et à son ordonnée à l'origine.

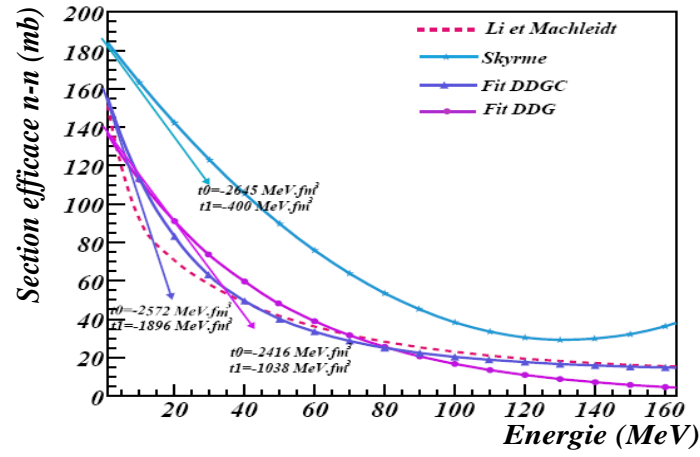


FIGURE A.5 – Section efficace en fonction de l'énergie pour la force de Skyrme et les forces Gaussienne dépendant de la densité et Gaussienne + sonctante dépendant de la densité. Les ordonnées à l'origine et les pentes corespondent respectivement à  $t_1$  et  $t_2$



# Bibliographie





# Bibliographie

- [Abu96] B. ABU-IBRAHIM *et al.* , *Nucl. Phys. A* **657** (1996), 391.
- [AGA07] E. FARNEA *et al.* , <http://agata.pd.infn.it/> (2007).
- [Ajz88] F. AJZENBERG-SELOVE, *Nucl. Phys. A* **490** (1988), 1.
- [Alk97] G.D. ALKHAZOV *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997), 2313.
- [Alk98] J.S AL-KHALILI and J.A. TOSTEVIN, *Phys. Rev. C* **57** (1998), 1846.
- [Alk02] G.D. ALKHAZOV *et al.* , *Nucl. Phys. A* **712** (2002), 269.
- [Ann94] R. ANNE *et al.* , *Nucl. Phys. A* **575** (1994), 125.
- [Aoy02] S. AOYAMA *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002), 052501.
- [Ara99] K. ARAI *et al.* , *Phys. Rev. C* **59** (1999), 3.
- [Aum99] T. AUMANN *et al.* , *Phys. Rev. C* **59** (1999), 1252.
- [Aum00] T. AUMANN *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000), 35.
- [Aus87] N. AUSTERN *et al.* , *Phys. Rep.* **154** (1987), 125.
- [Ayi98] S. AYIK *et al.* , *Phys. Rev. C* **58** (1998), 1584.
- [Ayi01] S. AYIK and Y. ABE, *Phys. Rev. C* **64** (2001), 024609.
- [Bar57] J. BARDEEN , L.N. COOPER, and J.R. SCHRIEFFER, *Phys. Rev.* **108** (1957), 1175.
- [Bar82] J. BARTEL *et al.* , *Nucl. Phys. A* **386** (1982), 79.
- [Bay94] D. BAYE *et al.* , *Prog. Theor. Phys.* **91** (1994), 127.
- [Baz04] D. BAZIN and O. TARASOV, [www.nscl.msu.edu/lise](http://www.nscl.msu.edu/lise), *Nucl. Phys. A* **746** (2004).
- [Bei75] M. BEINER *et al.* , *Nucl. Phys. A* **238** (1975), 29.
- [Bet30] H. BETHE , *Annalen der Physik* **397** (1930), 325.
- [Bla86] J.-P. BLAIZOT and G. RIPKA, *Quantum theory of finite systems, The MIT press* (1986), 178.
- [Bla92] F.V. DE BLASIO, W. CASSING, M. TOHYAMA, P.F. BORTIGNON, and R.A. BROGLIA, *Phys. Rev. Lett* **68** (1992), 1663.

- [Blo58] C. BLOCH and A. MESSIAH, *Nucl. Phys.* **39** (1958), 95.
- [Blo76] J. BLOCKI and H. FLOCARD, *Nucl. Phys. A* **273** (1976), 45.
- [Boa90] D.H. BOAL *et al.* , *Rev. Mod. Phys.* **62** (1990), 553.
- [Bog46] N.N. BOGOLIUBOV, *J. Phys. (URSS)* **10** (1946), 256.
- [Bog58] N.N. BOGOLIUBOV, *Soviet. Phys. JETP* **7** (1958), 41.
- [Boh69] A. BOHR and B.R. MOTTELSON, *Nuclear structure, Benjamin New York* **vol 1** (1969).
- [Bon76] P. BONCHE, S.E. KOONIN, and J.W. NEGELE, *Phys. Rev. C* **13** (1976), 1226.
- [Bon04] P. BONCHE, H. FLOCARD, and P.H. HEENEN, *Comp. Sci. Com.* **171** (2004), 49.
- [Bor46] H. BORN and H.S. GREEN, *Proc. Roy. Soc. A* **188** (1946), 10.
- [Bor93] M.G. BORGE *et al.* , *Nucl. Phys. A* **560** (1993), 664.
- [Bou94] C. BOURGEOIS , *Cours de l'Ecole Joliot Curie* (1994).
- [Bru58] K.A. BRUECKNER and J.L. GAMMEL, *Phys. Rev.* **109** (1958), 1023.
- [Cas92] W. CASSING and A. PFITZNER, *Z. Phys. A* **342** (1992), 161.
- [Cat02] W. CATFORD *et al.* , *Proceedings of the 17<sup>th</sup> international conference on the application of accelerators in research and industry, Denton, Texas*, AIP Conference Proceedings **680** (2002), 329.
- [Cec79] R.A. CECIL *et al.* , *Nucl. Instr. and Meth.* **161** (1979), 439.
- [Cha97] E. CHABANAT, P. BONCHE, P. HAENSEL, J. MEYER, and R. SCHAEFFER, *Nucl. Phys. A* **627** (1997), 710.
- [Cha08] A. CHATTERJEE *et al.* , *to be published* (2008).
- [Chu97] L.V. CHULKOV *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), 201.
- [Chu97] L.V. CHULKOV *et al.* , *Z. Phys. A* **359** (1997), 231.
- [Chu05] L.V. CHULKOV *et al.* , *Nucl. Phys. A* **759** (2005), 23.
- [Cla92] N.M. CLARKE *et al.* , *J. Phys. G* **18** (1992), 917.
- [Cob97] A. COBIS *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), 290.
- [Coe60] F. COESTER and H. KÜMMEL, *Nucl. Phys.* **17** (1960), 477.
- [Cre07] R. CRESPO *et al.* , *Eur. Phys. J. A* **150** (2007), 13.
- [Cso93] A. CSOTO *et al.* , *Phys. Rev. C* **48** (1993), 165.
- [Dan93] B.V. DANILIN *et al.* , *Phys. Lett. B* **302** (1993), 329.
- [Dan98] B.V. DANILIN *et al.* , *Nucl. Phys. A* **682** (1998), 383.

- [Dan04] B.V. DANILIN *et al.* , *Phys. Rev. C* **69** (2004), 024609.
- [Dec80] J. DECHARGÉ and D. GOGNY, *Phys. Rev. C* **21** (1980), 1568.
- [Des91] P. DÉSESQUELLES *et al.* , *Nucl. Instr. and Meth. A* **307** (1991), 366.
- [Dob84] J. DOBACZEWSKI *et al.* , *Nucl. Phys. A* **422** (1984), 103.
- [Dro72] M. DROSG, *Nucl. Instr. and Meth* **105** (1972), 573.
- [Dug03] T. DUGUET, *Phys. Rev. C* **67** (2003), 044311.
- [Dug04] T. DUGUET, *Phys. Rev. C* **69** (2004).
- [Ege02] P. EGELHOF *et al.* , *Eur. Phys. J. A* **15** (2002), 27.
- [ElM94] Y. EL MASRI and TH. KEUTGEN and I. TILQUIN, *Cours de l'Ecole internationale Joliot-Curie* (1994).
- [Ers97] S.N. ERSHOV *et al.* , *Phys. Rev. C* **56** (1997), 1483.
- [Fal02] M. FALLOT *et al.* , *Nucl. Phys. A* **700** (2002), 70.
- [Flo78] H. FLOCARD, S.E. KOONIN, and J.W. NEGELE, *Phys. Rev. C* **17** (1978), 1682.
- [Foc30] V.A. FOCK, *Z. Phys.* **61** (1930), 126.
- [For99] S. FORTIER *et al.* , *Phys. Lett. B* **461** (1999), 22.
- [Fuk04] N. FUKUDA *et al.* , *Phys. Rev. C* **70** (2004), 054606.
- [Fun94] S. FUNADA *et al.* , *Nucl. Phys. A* **575** (1994), 93.
- [Geant03] J. ALLISON *et al.* , *Nucl. Instr. and Meth. A* **506** (2003), 250.
- [Gel51] M. GELL-MANN and F. LOW, *Phys. Rev.* **84** (1951), 350.
- [Ghe93] T. GHEREGA, R. KRIEG , P.-G. REINHARD, and C. TOEPFFER, *Nucl. Phys. A* **560** (1993), 166.
- [Gio05] L. GIOT *et al.* , *Phys. Rev. C* **71** (2005), 064311.
- [GMT] GROUPE D'ACQUISITION DU GANIL,  
[http://www.ganil.fr/gip/electronique/ng63p26\\_gb.html](http://www.ganil.fr/gip/electronique/ng63p26_gb.html).
- [Gog75] D. GOGNY, *Nucl. Phys. A* **237** (1975), 399.
- [Gom58] L.C. GOMES, J.D. WALECKA, and V.F. WEISSKOPF, *Ann. Phys.* **3** (1958), 241.
- [Gon90] M. GONG, *Time dependent density matrix theory, PhD thesis of MSU* (1990).
- [Gon90] M. GONG and M. TOHYAMA and J. R ANDUP, *Z. Phys. A* **335** (1990), 331.
- [Gre97] S. GRÉVY, *Thèse de l'Université Paris XI* (1997), IPNO-97-24.
- [Han54] R. HANBURY-BROWN *et al.* , *Phil. Mag.* **45** (1954), 663.

- [Han87] P.G. HANSEN and B. JONSON, *EuroPhys. Lett.* **4** (1987), 409.
- [Han93] P.G. HANSEN, *Nucl. Phys. A* **553** (1993), 89.
- [Har28] D.R. HARTREE, *Proc. Camb Phil. Soc* **24** (1928), 89.
- [Har07] N.P. HARRINGTON *et al.* , *Phys. Rev. C* **75** (2007), 044311.
- [Iek93] K. IEKI *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), 730.
- [Ike92] K. IKEDA *et al.* , *Nucl. Phys. A* **538** (1992), 355c.
- [Jan96] J. JANECKE *et al.* , *Phys. Rev. C* **54** (1996), 1070.
- [Jen01] A.S. JENSEN *et al.* , *Nucl. Phys. A* **693** (2001), 411.
- [Kho04] DAO T. KHOA and W. VON OERTZEN, *Phys. Lett. B* **595** (2004), 193.
- [Kim97] K-H. KIM and T. OTSUKA and P. BONCHE, *J. Phys. G* **23** (1997), 1267.
- [Kir46] J.G. KIRKWOOD, *J. Chem. Phys.* **14** (1946), 180.
- [Kop74] G.I. KOPYLOV, *Phys. Lett. B* **50** (1974), 472.
- [Kor97] A.A. KORSHENINNIKOV *et al.* , *Nucl. Phys. A* **617** (1997), 45.
- [Kuk86] V.I. KUKULIN *et al.* , *Nucl. Phys. A* **453** (1986), 365.
- [Lab99] M. LABICHE, *Thèse de l'Université de Caen*, rapport LPCC T **99-03** (1999).
- [Lac99] D. LACROIX, J.A. SCARPACI, and PH. CHOMAZ, *Nucl. Phys. A* **658** (1999), 273.
- [Lac99] D. LACROIX, PH. CHOMAZ, and S. AYIK, *Phys. Rev. C* **63** (1999), 064305.
- [Lac01] D. LACROIX *et al.* , *arXiv :nucl-th/0103031* (2001).
- [Lac04] D. LACROIX, S. AYIK, and PH. CHOMAZ, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **52** (2004), 497.
- [Lag01] A. LAGOYANNIS *et al.* , *Phys. Lett. B* **518** (2001), 27.
- [Lag02] A. LAGOYANNIS *et al.* , *Proc. of the 7th International Spring Seminar in Nuclear Physics, Covello* (World Scientific Publishing) (2002), 445.
- [Lap93] L. LAPIKAS, *Nucl. Phys. A* **553** (1993), 297.
- [Lau93] H. LAURENT *et al.* , *Nucl. Instr. and Meth. A* **326** (1993), 517.
- [Lic76] P.C. LICHTNER and J.J. GRIFFIN, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976), 1521.
- [Lic98] R. LICHTENTHÄLER AND OTHERS , *Nucl. Instr. and Meth. B* **140** (1998), 415.
- [LiM93] G. Q. LI and R. MACHLEIDT, *Phys. Rev. C* **48** (1993), 1702.
- [LiM94] G. Q. LI and R. MACHLEIDT, *Phys. Rev. C* **49** (1994), 566.
- [Lim04] V. LIMA, *Thèse de l'Université Paris XI* **IPNO-T-04-16** (2004).
- [Lim07] V. LIMA, J.A. SCARPACI, D. LACROIX, *et al.* , *Nucl. Phys. A* **795** (2007), 1.

- [Lju04] J. LJUNGVALL , M. PALACZ, and J. NYBERG, *Nucl. Instr. and Meth. A* **528** (2004), 741.
- [Lju05] J. LJUNGVALL, *Characterisation of neutron wall and of neutron interactions in germanium-detector systems, université d'uppsala (suède), PhD Thesis* (2005).
- [Luo99] H-G. HUO, W. CASSING, and S. WANG, *Nucl. Phys. A* **652** (1999), 164.
- [Mai68] K.H. MAIER and J. NITSCHKE, *Nucl. instr. and Meth.* **59** (1968).
- [Mar00] F. M. MARQUÈS *et al.* , *Phys. Lett. B* **476** (2000), 219.
- [Mar00] F. M. MARQUÈS *et al.* , *Nucl. Instr. and Meth. A* **450** (2000), 109.
- [Mar01] F.M. MARQUÈS *et al.* , *Phys. Rev. C* **64** (2001), 061301.
- [Mat01] M. MATSUO, *Nucl. Phys. A* **696** (2001), 371.
- [Mei02] M. MEISTER *et al.* , *Nucl. Phys. A* **700** (2002), 3.
- [Mey03] J. MEYER, *Ann. Phys. Fr.* **28** (2003), N°3.
- [Mos94] M. MOSZYNSKI *et al.* , *Nucl. Instr. and Meth. A* **350** (1994).
- [Nak00] S. NAKAMURA *et al.* , *Phys. Lett. B* **493** (2000), 209.
- [Nak00] S. NAKAYAMA *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000), 262.
- [Nak01] S. NAKAMURA *et al.* , *Nucl. Phys. A* **687** (2001), 97c.
- [Nav01] P. NAVRATIL *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001), 172502.
- [Neg82] J.W. NEGELE , *Rev. Mod. Phys* **54** (1982), 913.
- [Neu02] S.R. NEUMAIER *et al.* , *Nucl. Phys. A* **712** (2002), 247.
- [Nor04] G. NORMAND, *Thèse de Doctorat de l'Université de Caen LPCC T04-03* (2004).
- [Nun04] F.M. NUNES *et al.* , *Nucl. Phys. A* **736** (2004), 255.
- [Nyb01] J. NYBERG, [http ://nsg.tsl.uu.se/nwall/edaq/nde202.pdf](http://nsg.tsl.uu.se/nwall/edaq/nde202.pdf), *to be published* (2001).
- [Oga92] Y. OGAWA *et al.* , *Nucl. Phys. A* **543** (1992), 722.
- [Oga99] Y. OGANESSIAN *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), 4996.
- [Oga99] Y. OGANESSIAN *et al.* , *Phys. Rev. C* **60** (1999), 044605.
- [Orr92] N. ORR *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992), 2050.
- [Raa99] R. RAABE *et al.* , *Phys. Lett. B* **458** (1999), 1.
- [Raa03] R. RAABE *et al.* , *Phys. Rev. C* **67** (2003), 044602.
- [Rei90] K.-J. SCHMITT, P-G. REINHARD, and C. TOEPFFER, *Z. Phys. A* **336** (1990), 123.

- [Rei92] P.G. REINHARDT and E. SURAUD, *Ann. Phys.* **216** (1992), 98.
- [Rei94] P-G. REINHARD and C. TOEPFFER, *Int. J. of Mod. Phys. E* **3** (1994), 435.
- [Rig97] A. RINGBOM *et al.* , *Nucl. Phys. A* **621** (1997), 879.
- [Rii90] K. RIISAGER *et al.* , *Phys. Lett. B* **235** (1990), 30.
- [Rin81] P. RING and P. SCHUCK, *The nuclear many body problem*, *Spring-Verlag, New York* (1981).
- [RK271] R. W. HAMMING *et al.* , *Introduction to applied numerical analysis*, *Mac Graw Hill* **87** (1971).
- [Rod08] M. RODRIGUEZ-GALLARDO *et al.* , *Phys. Rev. C* **77** (2008), 064609.
- [Rus03] K. RUSEK *et al.* , *Phys. Rev. C* **67** (2003), 041604.
- [Sag07] H. SAGAWA and K. HAGINO, *Proceedings of International Symposium of Unstable Nuclear Physics* (2007).
- [Sak93] S. B. SAKUTA *et al.* , *EuroPhys. Letter* **22** (1993), 511.
- [Sau01] E. SAUVAN *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001), 042501.
- [Sca97] J.A. SCARPACI *et al.* , *Phys. Rev. C* **56** (1997), 3187.
- [Sca98] J.A. SCARPACI *et al.* , *Phys. Lett. B* **428** (1998), 241.
- [Sim07] C. SIMENEL, B. AVEZ, and D. LACROIX, *Cours de l'école internationale Joliot-Curie* (2007).
- [Ska04] F. SKAZA, *Thèse de l'Université Paris XI* **7629** (2004).
- [Ske99] O. SKEPPSTEDT *et al.* , *Nucl. instr. and Meth. A* **421** (1999).
- [Sky56] T.H.R. SKYRME, *Phil. Mag.* **1** (1956), 1043.
- [Sky59] T.H.R. SKYRME, *Nucl. Phys.* **9** (1959), 615.
- [Smi77] YU. F. SMIRNOV *et al.* , *Phys. Rev. C* **15** (1977), 1.
- [sri98] J. F. ZIEGLER *et al.* , [www.srim.org](http://www.srim.org) (1998).
- [Ste02] S.V. STEPANTSOV *et al.* , *Phys. Lett. B* **542** (2002), 35.
- [Sur95] E. SURAUD, *Ecole internationale Joliot-Curie* (1995).
- [Tak04] S. TAKHARA, M. TOHYAMA, and P. SCHUCK, *Phys. Rev. C* **70** (2004), 057307.
- [Tan85] I. TANIHATA *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **84** (1985), 2676.
- [Tan88] I. TANIHATA *et al.* , *Phys. Lett. B* **206** (1988), 592.
- [Ter98] G.M. TER-AKOPIAN *et al.* , *Phys. Lett. B* **426** (1998), 251.
- [Tho96] I.J. THOMPSON *et al.* , *Phys. Rev. C* **58** (1996), 1403.
- [Tim99] N.K. TIMOFEYUK *et al.* , *Phys. Rev. C* **59** (1999), 1545.

- [Tim00] N.K. TIMOFEYUK and I.J. THOMPSON, *Phys. Rev. C* **61** (2000), 044608.
- [Tim01] N.K. TIMOFEYUK and I.J. THOMPSON, *Phys. Rev. C* **63** (2001), 054609.
- [Toh87] M. TOHYAMA, *Phys. Rev. C* **36** (1987), 187.
- [Toh94] M. TOHYAMA, *Prog. Theor. Phys.* **92** (1994), 905.
- [Toh95] M. TOHYAMA, *Nucl. Phys. A* **588** (1995), 141.
- [Toh95] M. TOHYAMA, *Prog. Theor. Phys.* **94** (1995), 147.
- [Toh02] M. TOHYAMA and A.S. UMAR, *Phys. Lett. B* **549** (2002), 72.
- [Toh02] M. TOHYAMA and A.S. UMAR, *Phys. Rev. C* **65** (2002), 037601.
- [Toh04] M. TOHYAMA and S. TAKAHARA, *Prog. of Theor. Phys* **112** (2004), 499.
- [Tom00] M. TOMASELLI *et al.* , *Phys. Rev. C* **62** (2000), 067305.
- [Vau72] D. VAUTHERIN and D.M. BRINK, *Phys. Rev. C* **5** (1972), 626.
- [vdB94] A.M. VAN DEN BERG *et al.* , *Nucl. Phys. A* **578** (1994), 238.
- [Vil01] A.C.C. VILLARI *et al.* , *Nucl. Phys A* **693** (2001), 465.
- [Wan85] S. WANG and W. CASSING, *Ann. Phys.* **59** (1985), 328.
- [Wan02] J. WANG *et al.* , *Phys. Rev. C* **65** (2002), 034306.
- [War96] R.E. WARNER *et al.* , *Phys. Rev. C* **54** (1996), 1700.
- [War00] R.E. WARNER *et al.* , *Phys. Rev. C* **62** (2000), 024608.
- [Wep00] O.R. KAKUEE *et al.* , *Phys. Rev. C* **61** (2000), 044601.
- [Wol99] R. WOLSKI *et al.* , *Phys. Lett. B* **467** (1999), 8.
- [Xia98] C. XIANGZHOU *et al.* , *Phys. Rev. C* **58** (1998), 572.
- [Yil00] O. YILMAZ *et al.* , *Phys. Lett. B* **472** (2000), 258.
- [Zhu91] M.V. ZHUKOV *et al.* , *Nucl. Phys. A* **533** (1991), 428.
- [Zhu93] M.V. ZHUKOV *et al.* , *Phys. Rep.* **231** (1993), 151.
- [Zhu93] M.V. ZHUKOV *et al.* , *Phys. Rev. C* **47** (1993), 2937.
- [Zhu95] M.V. ZHUKOV *et al.* , *Nucl. Phys. A* **589** (1995), 1.
- [Zhu02] M.V. ZHUKOV, *Eur. Phys. J. A* **13** (2002), 27.
- [Zum62] B. ZUMINO, *J. Math. Phys.* **3** (1962), 1055.
- [Zwi79] B. ZWIEGLINKI *et al.* , *Nucl. Phys. A* **315** (1979), 124.